

K.-P. HOMKE, DLR Oberpfaffenhofen **Deuts**

Ausgangspunkte

Atmosphere.

© 2004 by Blackwell Publishing Ltd, *Journal of Internal Medicine* 255: 103–110

Offenbach am Main 1989

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

ISSN 0072-4122

Die für die Veröffentlichung als Vorabdruck zur Meteorologentagung 1989 eingereichten Manuskripte stellen erweiterte Zusammenfassungen oder Kurzfassungen der Vorträge dar. Für ihren Inhalt sind die Verfasser verantwortlich. Die Wiedergabe der Zusammenfassungen nimmt eine spätere ausführliche Darstellung der Vorträge und ihre Veröffentlichung durch die Autoren an anderer Stelle nicht vorweg.

ISSN 0072-4122

ISBN 3-88148-247-4

Herausgeber und Verlag:

Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
Frankfurter Straße 135
D-6050 Offenbach a. M.

Redaktionsschluß: 7. März 1989

INHALT

	Seite
Vorwort	1
 Festvortrag	
G. SIEDLER, IfM Kiel Die Zirkulation des Ozeans — ein Forschungsschwerpunkt des Weltklimaprogrammes	280
 Fachsitzung A Atmosphärische und ozeanische Fronten	
G. KRAUSE und G. BUDÉUS, AWI Bremerhaven Ozeanische Fronten in der Nordsee und im Nordmeer (Übersichtsvortrag)	3
R. ONKEN und B. KLEIN, IfM Kiel Skalen der Veränderlichkeit in der Kapverden-Frontalzone	5
H. LEACH, IfM Kiel Synoptiskalige Dynamik an der Nordatlantik-Polarfront	7
R. K. SMITH, Universität München Air-mass models of fronts (Übersichtsvortrag)	10
K.-P. HOINKA, DLR Oberpfaffenhofen Das Deutsche Frontexperiment 1987	13
M. KURZ, Deutscher Wetterdienst Offenbach Beziehungen zwischen Zyklogenese und Frontogenese während einer typischen Zyklonenentwicklung	15
Th. PRENOSIL, Amt für Wehrgeophysik Traben-Trarbach Frontensimulation mit dem regionalen Wettervorhersagemodell des Geophysikalischen Beratungsdienstes der Bundeswehr	17
H. MALBERG und K. NIKETTA, Freie Universität Berlin Mittlere bodennahe Kenngrößen von Kaltfronten im nordostdeutschen Binnenland	20
A. RHODIN und M. DUNST, Universität Hamburg Die Umgestaltung von Bodenfronten durch reibungsbedingte Grenzschichteffekte	23
J. KERKMANN und K. KEULER, Universität Bonn Simulation der Entwicklung orographisch beeinflusster Fronten mit einem Front-Skala Modell	25
I. BISCHOFF-GAUSS und F. WIPPERMANN, T. H. Darmstadt Der Böenkopf an Kaltfront und Dichteströmung — ein numerischer Vergleich	28
R. G. PETERSON, IfM Kiel Fronten im oberen Ozean und Wassermassen der Tiefsee im westlichen Südatlantik	30
J. WEFERS, Ch. STEIN und P. SPETH, Universität zu Köln Diagnose der Vertikalzirkulation an Kaltfronten — Erste Ergebnisse aus FRONTEx	32
H. MÜLLER und R. SLADKOVIC, Fraunhofer Institut Garmisch-Partenkirchen Meteorologisch-luftchemische Untersuchungen von Fronten im nordalpinen Gebirgsraum	34
M. GEB, Freie Universität Berlin Das Münchner Hagelgewitter vom 12. Juli 1984 — ein außergewöhnliches frontales Wetterereignis	36

Fachsitzung B Fernerkundung der Atmosphäre und des Ozeans	Seite
J. MORGAN, EUMETSAT Darmstadt Satellite Remote Sensing in Meteorology and Climatology: Status, Perspectives and Challenges (Übersichtsvortrag).....	39
V. GÄRTNER und J. SCHMETZ, ESA/ESOC Darmstadt Feuchtefelder aus METEOSAT-Beobachtungen.....	44
H.-J. LUTZ, Universität zu Köln Fernerkundung von Temperaturprofilen in polaren Gebieten.....	46
H. FISCHER, G. WETZEL und H. OELHAF, IMK Karlsruhe Passive Fernerkundung troposphärischer Spurengase vom Weltraum aus.....	49
S. BAKAN und E. SCHWARZ, MPI Hamburg Bodenwärmeflüsse bei offener Zellularkonvektion.....	52
M. WIEGNER, H. QUENZEL, M. KÄSTNER, Universität München; W. RENGGER und A. SCHMITZ-PFEIFFER, DLR Oberpfaffenhofen ALEXIS — Atmospheric Lidar Experiment in Space.....	55
J. BÖSENBERG, A. ANSMANN und F. THEOPOLD, MPI Hamburg Hochauflösende Feuchtemessungen mit einem Zweifrequenzlidar.....	57
A. SCHMITZ-PFEIFFER, W. RENGGER und P. MÖRL, DLR Oberpfaffenhofen Fernerkundung von Cirruswolken mit einem flugzeuggetragenen Lidarsystem....	59
K. WEGE, H. CLAUDE, T. HOHMANN, F. SCHÖNENBORN und R. HARTMANNSGRUBER, Deutscher Wetterdienst Hohenpeißenberg Ozonmessung mittels Laser-Radar (Lidar).....	61
W. ALPERS, Universität Bremen Wind- und Seegangsmessungen mit Mikrowellen vom Weltraum aus (Übersichtsvor- trag).....	63
N. DIDDEN, IfM Kiel Zur Analyse von GEOSAT-Altimeter-Daten mit Anwendung auf den tropischen Westatlantik.....	67
J. KLOSTERMEYER und R. RÜSTER, MPI Lindau VHF-Radarmessungen in der Atmosphäre.....	69
P. MEISCHNER und M. HAGEN, DLR Oberpfaffenhofen Messungen zur Wolkenmikrophysik und Wolkendynamik mit dem Wolkenradar in Oberpfaffenhofen.....	71
S. VOGT und P. THOMAS, IMK Karlsruhe SODAR-Windmessungen während bodennaher Temperaturinversionen.....	74
C. SIMMER, U. HARGENS, E. RUPRECHT und D. WAGNER, IfM Kiel Ableitung hydrologischer Parameter aus Mikrowellenbeobachtungen von Satelliten	76
E. THOMALLA, P. KOEPKE, D. RABUS und E. TAMM, Universität München Optische Aerosoleigenschaften aus Himmelspolarisation und Aureolenstrahllichten	78
K. KLAPHECK, Deutscher Wetterdienst Hamburg Cirrus-Sondierungen mit einem bodenständigen Lidar-System.....	80
M. WIEGNER, M. HESS, M. KÄSTNER, B. STRAUSS, S. WALTER und H. QUENZEL, Universität München Numerische Studien zur Invertierung von Lidarsignalen.....	82
Th. VIEHOFF, AWI Bremerhaven Eisbeobachtungen mit Hilfe von NOAA-AVHRR HRPT-Daten an Bord von RV Polarstern.....	84
J. RIEDL, H. BAUER, T. HOHMANN, P. LANGE, O. PLÖRER und K. WEGE, Deutscher Wetterdienst Hohenpeißenberg Die neuen Radarsysteme des Deutschen Wetterdienstes und deren Produkte.....	86

H.-J. KIRTZEL, Universität Hamburg	Seite
Ein Radarverfahren zur Messung von Wind- und Temperaturprofilen.....	89
F. G. WOLLENWEBER, Amt für Wehrgeophysik Traben-Trarbach	
Die 8–12 μm Strahldichte des Meeres — ein Vergleich von Modellrechnung und Messung	91
K.-T. KRIEBEL, DLR Oberpfaffenhofen	
Fernerkundung der optischen Dicke von Eiswolken.....	93
S. HAPP, W.-H. LIN, M. RIELAND und R. STUHLMANN, Universität zu Köln	
Fernerkundung des solaren Strahlungshaushaltes am Erdboden.....	94
P. SCHLÜSSEL, Forschungszentrum Geesthacht	
Langwellige Strahlungsbilanz an der Ozeanoberfläche aus Satellitendaten und Schiffsmessungen	97
A. MANSCHKE, Universität Hamburg	
Fernerkundung der Temperatur der Wolkenbasis in konvektiven Situationen.....	99
H. REUTTER, A. PFISTER und F.-S. OLESEN, IMK Karlsruhe	
Bestimmung der Temperatur von Oberflächen aus Satellitenmessungen.....	101
G. NACKE, IfM Kiel	
Die Ableitung der Bodenalbedo aus METEOSAT-Daten.....	103
R. MEERKÖTTER und P. KOEPKE, Universität München	
Modellierte Reflexionsfunktionen von Landoberflächen und ihre Nutzung bei der Be- stimmung der Albedo aus METEOSAT-Minimum-Counts.....	105
N. MÖLDERS, H. HASS, H. J. JAKOBS und M. LAUBE, Universität zu Köln	
Wolkenerkennung im EURAD-Modell: Vergleich mit NOAA-Daten der Tschernobyl- Periode.....	107
W. BENESCH, Deutscher Wetterdienst Offenbach	
Nutzung heutiger und künftiger Satellitendaten im Deutschen Wetterdienst.....	109
Fachsitzung C Ozeanische Zirkulation und das Klimasystem	
W. KRAUSS, IfM Kiel	
Der Atlantik und das europäische Klima (Übersichtsvortrag).....	112
J. MEINCKE und D. QUADFASEL, Universität Hamburg	
Zirkulation und Wassermassentransformation im Europäischen Nordmeer.....	113
F. SCHOTT, IfM Kiel	
Monsunzirkulation des Indischen Ozeans.....	114
F. KRUSE, A. HENSE, J. SCHRÖTER und D. OLBERS, AWI Bremerhaven	
Ein wirbelauflösendes Zirkulationsmodell des südlichen Ozeans.....	116
C. W. BÖNING, IfM Kiel	
Wirbelauflösende Modellierung der nordatlantischen Zirkulation.....	118
K. HERTERICH, MPI Hamburg	
Klimarelevante Prozesse in den polaren Breiten (Übersichtsvortrag).....	120
W. J. BÖHMER und K. HERTERICH, MPI Hamburg	
Ein gekoppeltes Inland-Schelfeis-Modell.....	124
Ch. KOCH, Universität Bonn	
Ein interaktives Meereis-Atmosphären-Modell.....	*
Ch. KOTTMEIER, D. ENGELBART und J. OLF, Universität Hannover	
Experimentelle Untersuchungen zur Bewegung des Meereises:.....	126
K. ARPE und S. K. ESBENSEN, EZMW Reading	
Surface Stresses and Latent Heat Fluxes over Oceans in Short Range Forecasts: Their Annual and Interannual Variability and Comparison with Climatological Estimates	128

U. CUBASCH, MPI Hamburg Ein globales gekoppeltes Ozean-Atmosphärenmodell.....	Seite 131
R. SAUSEN, Universität Hamburg Asynchrone Kopplung von Ozean- und Atmosphären-Modellen.....	133
T. P. BARNETT, Scripps Institution of Oceanography La Jolla; L. DÜMENIL, U. SCHLESE, E. ROECKNER Universität Hamburg; M. LATIF, MPI Hamburg Die Wirkung der eurasischen Schneebedeckung auf das regionale und globale Klima	135
M. BARBULESCU und P. SPETH, Universität zu Köln Großskalige Schwingungsvorgänge in der Atmosphäre und im Hamburger Klima- Modell T21	137
H.-J. ISEMER und L. HASSE, IfM Kiel Klimatrends im Windfeld über See.....	139
M. HANTEL, Universität Wien; E. RUPRECHT, IfM Kiel; P. SPETH, Universität zu Köln Diagnose der ITCZ über Afrika.....	141
D. POPIELAS und H.-F. GRAF, Humboldt-Universität Berlin Sind Grobgitter — GCM's noch von aktueller Bedeutung?.....	143
U. SCHNEIDER, Deutscher Wetterdienst Offenbach; C.-D. SCHÖNWIESE, Universität Frankfurt Einige statistische Charakteristika von El Niño/Southern Oscillation-Zeitreihen	145
H. FLOHN und A. KAPALA, Universität Bonn Verstärkung des hydrologischen Zyklus über tropischen Ozeanen (1949–1979) und Konsequenzen für die atmosphärische Zirkulation.....	147
L. STRAMMA und Th. J. MÜLLER, IfM Kiel Beobachtung der großräumigen Struktur des Azoren- und des Nordäquatorialstroms	149
H. J. FRIEDRICH, Universität Hamburg Zur Modellierung der großskaligen Wechselwirkung zwischen dem Nordatlantischen Ozean und seinen Randmeeren.....	151
J. MAROTZKE und J. WILLEBRAND, IfM Kiel Instabilität und mehrfache Gleichgewichtszustände der thermohalinen Zirkulation.	152
H.-J. ISEMER, J. WILLEBRAND und L. HASSE, IfM Kiel Feinabstimmung von Parametrisierungen klimatologischer Wärme-flüsse an der Ober- fläche des Nordatlantiks.....	154
K. BUMKE und L. HASSE, IfM Kiel Optimale Windfeldbestimmung auf See.....	156
H. D. BEHR, Deutscher Wetterdienst Hamburg Strahlungsbilanz auf See.....	158
U. STÄHLER, Universität Frankfurt; R. GLOWIENKA-HENSE und A. HENSE, AWI Bremerhaven Sensitivitätsanalysen des T 21-Modells bei geänderten Wassertemperaturen im At- lantik	160
W. KÖNIG, E. KIRK, M. PONATER und R. SAUSEN, Universität Hamburg Der Einfluß zeitlicher Änderungen der SST in einem atmosphärischen Klimamodell	162
U. ULBRICH und P. SPETH, Universität zu Köln Nichtlineare Energieumwandlungen zwischen stationären und transienten atmosphä- rischen Wellen.....	164
Th. BURKHARDT, Universität Bonn; Th. SPERLING, Universität zu Köln Horizontale Wellen und vertikale Flüsse in der Innertropischen Konvergenzzone über Afrika	166
B. ROCKEL, Universität zu Köln Verifizierung eines Parametrisierungsansatzes von Cirren für Klimamodelle anhand von Meßergebnissen des ICE '87.....	168

H. EICKERLING, Universität zu Köln	Seite
Parametrisierung von Spurengasen in einem breitbandigen Strahlungstransportprogramm	169
I. SCHULT, MPI Hamburg	
Bildung und Transport stratosphärischer Aerosolteilchen und ihre Bedeutung für den Strahlungshaushalt	171
E. RASCHKE, M. LAUBE, F. ALBERS, D. HENNINGS, M. QUANTE, K.-D. ROCKWITZ, J. WIRTH und Y. ZHANG, Universität zu Köln	
Erste Ergebnisse vom Internationalen Cirrus-Experiment: Pilot Phase	173
 Fachsitzung D Mesoskalige Prozesse	
H. PICHLER, Universität Innsbruck	
Mesoskalige Prozesse in der Atmosphäre (Übersichtsvortrag)	175
E. MITTELSTAEDT, DHI Hamburg	
Die mesoskalige Strömungsvariabilität im Ozean (Übersichtsvortrag)	179
I. BORK, U. SCHAUER und M. HÄHNEL, Universität Hamburg	
Mesoskalige Prozesse in der Arktikfront	182
D. QUADFASEL, Universität Hamburg	
Konvektionseignisse im Europäischen Nordmeer	183
H. HÖLLER, DLR Oberpfaffenhofen	
Multiparameter-Radarbeobachtungen hochreichender Konvektion	184
I. GEYER, M. LAUBE und P. SCHEIDGEN, Universität Köln	
Numerische Simulation der Entwicklung einer Eiswolke	186
J. E. FINGER, Supremum Bonn; H. FÖRSTER, P. MÖRL und A. SCHMITZ-PFEIFFER, DLR Oberpfaffenhofen	
Wellenphänomene an der Obergrenze von arktischen Stratuswolken bestimmt aus Turbulenz-, Lidar- und Satellitenmessungen	187
S. BAKAN, MPI Hamburg	
Numerische Modellierung offener Zellularkonvektion in einem Kaltluftausbruch ...	189
B. KLOSE, Humboldt-Universität Berlin	
Der nächtliche Low-Level-Jet — ein trägheitsinduziertes Windphänomen im Grenz- schichtbereich	192
D. ETLING, Universität Hannover	
Zur Entstehung mesoskaliger atmosphärischer Wirbelstraßen	194
G. GROSS, TH Darmstadt	
Numerische Simulation der nächtlichen Strömungssysteme im Bereich von Freiburg i. Br.	196
D. P. EPPEL, D. JACOB, L. LEVKOV und W. KOCH, Forschungszentrum Geesthacht	
Die Wechselwirkung der Land-/Seewind-Zirkulationssysteme von Nord- und Ostsee	199
U. CALLIES und D. P. EPPEL, Forschungszentrum Geesthacht	
Optimierung der Anfangs- und Randwerte für ein räumlich begrenztes Modell	201
D. FRÜHWALD und U. WACKER, Deutscher Wetterdienst Offenbach	
Vorhersage mesoskaliger Strukturen des Niederschlages	203
B. VOGEL, IMK Karlsruhe	
Der Einfluß mesoskaliger konvektiver Strukturen auf die Ausbreitung von Luftbeimen- gungen — Numerische Simulation	205
S. BLOSS, Universität Hannover; H. GERRITSEN, Delft	
Dynamische Reaktionen eines Schelfmeeres (Nordsee) auf Sturmereignisse	207
K. BEHRENS und L. HASSE, IfM Kiel	
Mesoskalige Variabilität über See	209

L. ROSE, AWI Bremerhaven; U. CORSMEIER, IMK Karlsruhe; P. WACHS, Aerodata Flugmeßtechnik Braunschweig	Seite
Die Polarflugzeuge des AWI, ihre meteorologische Grundausrüstung und die Turbulenzmeßanlage METEOPD — mit Beispielen.....	211
F. ALBERS, M. QUANTE und K.-D. ROCKWITZ, Universität zu Köln	
Mikrophysik und Turbulenzstruktur in Cirrus-Wolken gemessen während ICE 1987	214
T. KLEISER und G. SCHÄDLER, IMK Karlsruhe	
Anregung von Leewellen und Sekundärzirkulationen in der Atmosphäre durch Inhomogenitäten der Erdoberfläche.....	216
A. CHLOND, MPI Hamburg	
Numerische und analytische Untersuchungen zum Einfluß einer diabatischen Erwärmung auf die Ausbildung flacher Grenzschichtrollen.....	218
S. RAASCH, Universität Hannover	
Die Entwicklung konvektiver Grenzschichten bei Kaltluftausbrüchen über dem Meer und ihre Parametrisierung in numerischen Modellen.....	220
W. MIX, Humboldt-Universität Berlin	
Probleme der operativen Bestimmung und Anwendung von Charakteristika der planetarischen Grenzschicht.....	222
G. C. WOLLENWEBER, Amt für Wehrgeophysik Traben-Trarbach	
Untersuchungen zur internen Grenzschicht.....	224
G. ADRIAN, IMK Karlsruhe	
Neue Analyse von Queneys linearem Modell zur Beschreibung der Bergüberströmung.....	226
S. EMEIS und F. FIEDLER, IMK Karlsruhe	
Druckverteilung und -widerstand an Grenzschichthindernissen.....	228
H.-T. MENGELKAMP und N. WERRMANN, Forschungszentrum Geesthacht	
Modellierung von Wind- und Temperaturfeldern über inhomogenem Gelände....	230
L. ROSE, AWI Bremerhaven	
Mesoskalige Sekundärströmungen am arktischen Meereisrand während ARKTIS 1988.....	233
H. SCHLÜNZEN, Universität Hamburg	
Die Inlandverlagerung einer Seewindfront an einem tidebeeinflussten Küstenstreifen	235
P. HUPFER, Humboldt-Universität Berlin	
Zu einigen Ergebnissen meteorologisch-ozeanographischer Experimente in unmittelbarer Küstennähe.....	237
B. BRÜMMER, B. BUSAK und S. REHFELD, Universität Hamburg	
Grenzschicht und Konvektion bei ab- und aufeisiger Strömung nahe Spitzbergen..	239
A. TAFFERNER, Universität München	
Kopplung von Vorticitymaxima der oberen und unteren Troposphäre bei der alpinen Leezyklogenese.....	240
M. CLAUSEN, Forschungszentrum Geesthacht	
Mesoturbulente Flüsse und Flußdivergenzen in der horizontal inhomogenen, neutralen bodennahen Atmosphäre.....	243
W. WICHMANN, Universität Bonn	
Wechselwirkung zwischen Turbulenz und mesoskaligen Horizontalgradienten....	246
A. SÜNDERMANN, Universität Hamburg	
Erfahrungen mit der Anwendung von adaptiven Gittern am Beispiel eines zweidimensionalen Rollenmodells.....	248
M. LAUBE und P. SCHEIDGEN, Universität zu Köln	
Transport von Spurenstoffen in einer tropischen Squall-Line.....	250

A. EBEL, H. HASS, H. J. JAKOBS, M. MEMMESHEIMER und N. MÖLDERS, Universität zu Köln	Seite
Depositionsgeschwindigkeiten von Spurenstoffen im EURAD-Modell: Einfluß meteorologischer Bedingungen.....	252
H. MOHNL und I. AUER, Zentralanstalt Wien	
Anwendungsorientierte Klimakarten von Wien — Hydrologische Größen.....	254
Fachsitzung E Nichtlineare Dynamik in Atmosphäre und Ozean	
H.-D. SCHILLING, Universität Bonn	
Skalenwechselwirkungen in der atmosphärischen Dynamik mittlerer Breiten (Übersichtsvortrag).....	256
J. WILLEBRAND, IfM Kiel	
Die Rolle nichtlinearer Prozesse für die Dynamik der ozeanischen Zirkulation (Übersichtsvortrag).....	259
H.-J. LANGE, Freie Universität Berlin	
Phasenraumdarstellungen für konservative und dissipative Systeme.....	261
F. LUNKEIT und R. SAUSEN, Universität Hamburg	
Untersuchungen der Ursache der Klimadrift gekoppelter Ozean-Atmosphären-Modelle.....	263
J. STEPPELER, EZMW Reading	
Low Order Models and the Systematic Error of GCM's.....	265
H. CAO, Academy of Meteorological Science Peking	
Nonlinear behaviour of model climate in a semi-dynamical system.....	267
F. HERBERT, Universität Frankfurt	
Turbulente Flüsse, Nichtlinearität und Irreversibilität.....	269
J. EGGER, Universität München	
Vollständige Sätze von Erhaltungsgrößen.....	271
P. NÉVIR, Freie Universität Berlin	
Lagrangesche und Hamilton'sche Aspekte der nichtlinearen Wirbeldynamik.....	272
U. WACKER, Deutscher Wetterdienst Offenbach	
Zum Stabilitätsverhalten eines Tropfenensembles bei Kondensation.....	274
J. PELKOWSKI, Universität Frankfurt	
Entropieerzeugung einer für Strahlung undurchlässigen Schicht.....	276
K. KRETTENAUER und U. SCHUMANN, DLR Oberpfaffenhofen	
Struktur der konvektiven Grenzschicht bei verschiedenen thermischen Randbedingungen.....	278
Autorenverzeichnis.....	281

Vorwort

Die **Deutsche Meteorologische Gesellschaft** lädt im dreijährigen Rhythmus zur Deutschen Meteorologen-Tagung ein, deren Generalthema auch gleichzeitig aufzeigt, wo aktuelle Schwerpunkte wissenschaftlicher Arbeit liegen.

Die Deutsche Meteorologen-Tagung 1989 steht unter dem Generalthema *Atmosphäre, Ozeane, Kontinente* und schließt in den einzelnen Fachsitzungen ganz bewußt Themen aus dem Bereich der Ozeanographie mit ein. Das Luftmeer und die Ozeane sind beide Systeme von ähnlicher geometrischer Größenordnung, und in den Medien Luft und Wasser werden in diesen Systemen großräumige dynamische Prozesse in gleicher Weise von den Corioliskräften beeinflusst.

Die Vorgänge in der Atmosphäre prägen die Randbedingungen an der Meeresoberfläche, und umgekehrt bilden die Ozeane flächenmäßig den größten Anteil für die untere Randbedingung der Atmosphäre.

Die in mancherlei Hinsicht ähnlichen Gesetzmäßigkeiten in diesen ansonsten so unterschiedlichen Medien und die wechselseitige Beeinflussung dokumentierten sich in Kiel in der Zusammenarbeit der Kollegen aus Meteorologie und Ozeanographie im Institut für Meereskunde. Unsere Kollegen aus diesem Institut haben auch die wesentliche Arbeit für die Vorbereitung der Tagung geleistet. Ihnen und den Kollegen, die an der Gestaltung der einzelnen Fachsitzungen mitgewirkt haben, möchte ich an dieser Stelle ganz besonders danken. Namentlich möchte ich stellvertretend für alle an der Vorbereitung Beteiligten Herrn Prof. Dr. L. Hasse, Herrn Prof. Dr. E. Ruprecht und Herrn Prof. Dr. G. Siedler danken. Die ersten beiden stehen stellvertretend für den Organisations- und Programmausschuß, während der letztgenannte Kollege, der den wissenschaftlichen Festvortrag hält, gleichzeitig stellvertretend für alle Vortragenden und Bearbeiter von Postern steht.

Im Mittelpunkt der Fachsitzungen stehen Themen, die sich mit dem Klimasystem und der ozeanischen Zirkulation befassen. Dieser Themenkreis bestimmte 1977 erstmals eine Fachsitzung einer Deutschen Meteorologen-Tagung. Dies wird sicherlich auch noch für einige Zeit so bleiben, — auch dann, wenn aus populärwissenschaftlichen Darstellungen in der Presse der Eindruck entstehen könnte, daß man eigentlich die zukünftige Entwicklung schon sehr genau beurteilen könne. Dies ist sicherlich nur eingeschränkt richtig, und die wissenschaftliche Detailarbeit zeigt uns häufig aufs neue, wieviele ungelöste Fragen es in diesem Bereich noch gibt.

Wenn man ein globales System im Modell simuliert, stellt sich immer wieder die Frage nach globalen Datensätzen, die geeignet sind, um Modellergebnisse zu verifizieren. Dabei zeigt es sich, daß man in zunehmendem Maße auf Fernerkundungsverfahren zurückgreifen muß, um solche Datensätze zu gewinnen. Aber auch für Prozeßstudien bei kleinerskaligen Vorgängen kann man auf diese Verfahren nicht verzichten. Die Fachsitzung *Fernerkundung des Ozeans und der Atmosphäre* soll dazu beitragen, den wissenschaftlichen Hintergrund und die Nutzung moderner Meßmethoden vorzustellen.

Die erste und die vierte Fachsitzung befassen sich beide mit mesoskaligen Prozessen, wobei thematisch hier besonders die Fronten herausgehoben sind. Fronten sind seit einigen Jahren Gegenstand intensiver experimenteller und theoretischer wissenschaftlicher Arbeit. Die Bedeutung der Fronten in Atmosphäre und Ozean ist so groß, daß man sich immer wieder wundert, warum unser Verständnis dieser Phänomene in weiten Bereichen noch so lückenhaft ist.

Auf der Deutschen Meteorologen-Tagung 1989 ist auch wieder eine Fachgruppensitzung den nichtlinearen Prozessen gewidmet. Dies ist ein Hinweis darauf, daß neben den großen Experimenten in Atmosphäre und Ozean und den numerischen Modellierungen die wissenschaftliche Arbeit über die dissipativen hydrodynamischen Systeme nicht vernachlässigt werden darf, denn die Strukturbildung in solchen Systemen, wie z. B. in konvektiven Systemen mit großen Energieumsetzungen, ist stets von neuem verblüffend.

Mit der Unterstützung durch den Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes und dank der pünktlichen Ablieferung der Manuskripte durch die Autoren, wird auch dieses Mal wieder der Tagungsband vor Beginn der Tagung verteilt werden können. Die Autoren möchte ich aber daran erinnern, daß man im allgemeinen mit der Ablieferung einer erweiterten Vortragszusammenfassung noch nicht damit rechnen kann, seine wissenschaftlichen Ergebnisse in optimaler Form dokumentiert zu haben. Diese Plattform bieten die wissenschaftlichen Zeitschriften, wobei ganz besonders auch an die beiden Zeitschriften der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft *Beiträge zur Physik der Atmosphäre* und *Meteorologische Rundschau* erinnert werden soll.

Eine andere Form, wissenschaftliche Ergebnisse zu verbreiten, ist die Lehre. In diesem Zusammenhang tragen wir auch Verantwortung dafür, daß sich Meteorologie und Ozeanographie in der Schule in der rechten Weise repräsentieren. Die Veranstaltung für Lehrer aus Anlaß der Deutschen Meteorologen-Tagung 1989 ist ein weiterer Schritt in diese Richtung. Wenn wir gute Meteorologen und Ozeanographen haben wollen, dann brauchen wir auch gute Studenten, und das bedeutet, daß Schüler in der rechten Weise mit unserer Wissenschaft vertraut gemacht werden müssen.

Wissenschaft kann aber auch im persönlichen wissenschaftlichen Gespräch gepflegt werden. Auch für diesen wissenschaftlichen Austausch will diese Tagung eine Plattform sein. Darüber hinaus wird das wissenschaftliche Verständnis oft erleichtert, wenn man hinter den Ergebnissen wissenschaftlicher Arbeit auch den Menschen sieht, der diese Arbeit leistet. Daher hoffe ich, daß die Tagung nicht nur die Gelegenheit zu persönlichem Gespräch bietet, sondern daß dieses auch stattfindet. Diesem Ziel dienen auch die gesellschaftlichen Veranstaltungen, und die jüngeren und älteren Kollegen sollten beide ihren Teil dazu beitragen, einen eventuell vorhandenen Generationskonflikt zu überwinden.

Allen Teilnehmerinnen und Teilnehmern an der Deutschen Meteorologen-Tagung 1989 wünsche ich einen erfolgreichen und angenehmen Verlauf der Tagung.

Hannover, den 16. Februar 1989

Prof. Dr. Rainer Roth

Vorsitzender der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft e.V.

1 EINLEITUNG

Frontalzonen im Meer und in der Atmosphäre haben das Vorkommen großer Gradienten skalarer Größen gemeinsam, so daß man sie auch als Wasser- bzw. Luftmassengrenzen bezeichnen kann. Hinsichtlich der Prozesse, die dazu führen, gibt es zwar viele Ähnlichkeiten in beiden Medien, im Meer verlaufen die Frontenprozesse jedoch wesentlich vielfältiger, hauptsächlich dadurch bedingt, daß sich das Medium Wasser in einem Becken befindet, die Antriebskräfte anders angreifen und über die Bekkenränder Frischwasserzufuhr stattfindet. Anhand von Fronten in der Nordsee und im Nordmeer sollen einige typische Unterschiede in ihren Ursachen und Skalenbereichen behandelt werden.

2 FRONTEN IN DER NORDSEE

Den Übergangsbereich zwischen dem aus Elbe und Weser ausströmenden Flußwasser und dem Nordseewasser hat man schon lange als Frontalzone bezeichnet. Erst durch den Einsatz moderner Meßmethoden seit 1980 konnten dagegen die räumlichen Skalen erfaßt werden. Die Frontenbreite an der Oberfläche weist Größenordnungen von etwa 5 Kilometern auf, die Frontalzone erstreckt sich typisch über etwa 10 Kilometern. Dem überlagert sich eine Vielzahl kleinerer Inhomogenitäten.

Daneben gibt es in den Sommermonaten nördlich der Ostfriesischen Inseln eine tidal mixing Front im Grenzbereich zwischen der thermisch geschichteten Nordsee und dem homogenen Küstenwasser. Auch zum wärmeren Küstenwasser hin beobachtet man meist eine Front, so daß ein 5-10 km breiter Streifen kälteren, salzreicheren Wassers zwischen den beiden Fronten auftritt.

Die tidal mixing Front befindet sich in einem Gebiet mit sehr variabler Energiebilanz zwischen stratifizierenden (Wärmeeintrag, differentielle Advektion) und durchmischenden (Gezeitenstromturbulenz, Winddurchmischung) Mechanismen.

Durch umfangreiche Beobachtungen und Simulationen mit einem 2-dimensionalen Schelfseemodell wurden Entstehungsursachen und Lebensdauer dieser Front untersucht. Im Frühjahr kommt es zunächst kurzzeitig zur Entstehung von Schichtung und Front während Zeiträumen geringer Vertikaldurchmischung (Nipptiden, geringe Windgeschwindigkeiten). Erst wenn die Schichtung (und damit die Front) einen Springtidezyklus "überlebt" hat, besitzt die Wassersäule so viel potentielle Energie, daß auch gelegentliche Stürme die Position der Front nicht wesentlich ändern können (Abb.1).

Während der Zeit ihrer permanenten Existenz in den Sommermonaten (90 Tage im Jahr 1986) behindert die Front den Austausch zwischen Küsten- und Nordseewasser, was für die Ausbreitung nützlicher und schädlicher Stoffe sowie die Lebensbedingungen von Planktongemeinschaften wichtig ist. Mit nachlassender Einstrahlung und zunehmender Windmischung verschwinden Front und Schichtung meist gegen Ende August.

3 FRONTEN IM NORDMEER

In der Grönlandsee findet man, auf 74°N von Osten kommend, zunächst die Arktik-Front, die das 3°C warme Wasser des West-Spitzbergenstromes von dem des Grönlandsee-Wirbels (-0,5°C ... +0,5°C) trennt. Weiter nach Westen stößt man auf die Ostgrönland-Polarfront, in der die Wassertemperatur unter -1°C absinkt.

Die Frontalzone der Arktik-Front folgt etwa der Verlängerung des mittelatlantischen Rückens nach Norden. Sie bildet große Mäander, von denen sich Wirbel ablösen können. Eine dreidimensionale synoptische Vermessung von Teilen der Frontalzone mit einem Schiff gestaltet sich sehr schwierig, da wegen der häufigen Nebelbedeckung der Grönlandsee meist keine Satellitenaufnahmen als Vermessungsgrundlage zur Verfügung stehen. Das bisher vorliegende Beobachtungsmaterial zeigt Mäanderstrukturen mit 70 - 80 km charakteristischer Länge.

In den skalaren Größen ist die Front meist sehr scharf ausgeprägt, an der Oberfläche kommen z.B. Temperaturänderungen von 0,5°C/100 m vor. Als Ursache wird das großräumige Deformationsfeld im Bereich des Grönlandsee-Wirbels angesehen. Im Gegensatz zur tidal-mixing Front in der Nordsee findet man hier Gemeinsamkeiten mit den Vorgängen in der Atmosphäre. Infolge des Fehlens simultaner Schichtungs- und Strömungsmessungen lassen sich quantitative Vergleiche derzeit nicht durchführen.

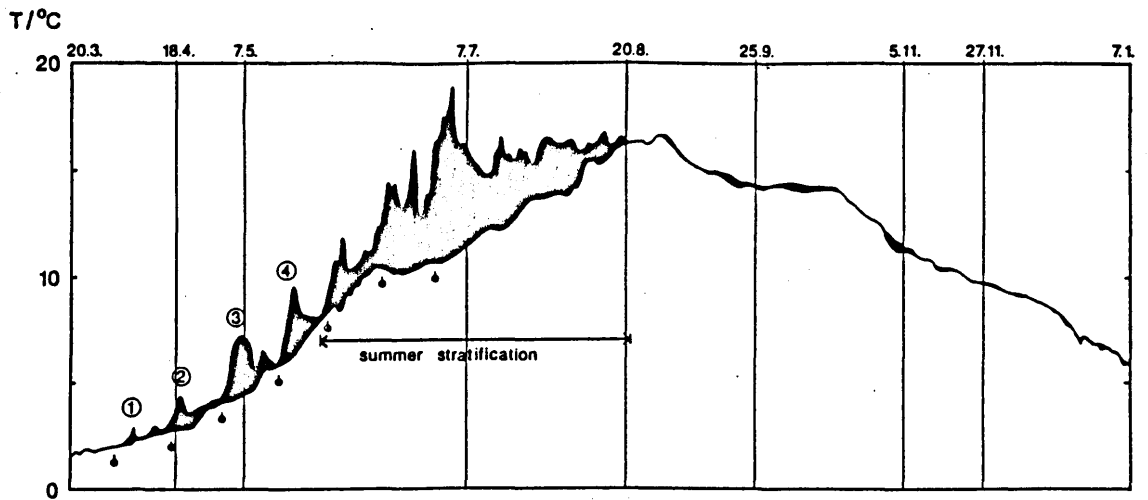


Abb. 1: Teil eines Jahresgangs der Wassertemperaturen in Oberflächennähe (obere Kurve) und am Meeresboden (untere Kurve), gemessen mit verankerten Geräten westlich von Helgoland. Die Differenz der Temperaturserien ist geschwärzt. Sie ist ein Indikator für die Temperaturschichtung. Wenn Schichtung auftritt, ist auch die tidal mixing Front vorhanden. Man erkennt im Frühjahr das Auftreten kurzzeitiger Schichtungsereignisse (1 bis 4), die während der Nippzeiten entstehen. Sie sind unter der Kurve gekennzeichnet.

SKALEN DER VERÄNDERLICHKEIT IN DER KAPVERDEN-FRONTALZONE

Reiner Onken und Birgit Klein

Institut für Meereskunde, Kiel

1 EINFÜHRUNG

Die Kapverden-Frontalzone ist der östliche Teil der Zentralwassermassengrenze im Nordatlantik, welche Nordatlantisches Zentralwasser (NACW) von Südatlantischem Zentralwasser (SACW) trennt. Diese Grenze verläuft annähernd breitenkreisparallel bei etwa 10°N von der Karibik bis zum afrikanischen Kontinent (Emery und Meincke, 1982). Im Bereich der Kapverdischen Inseln wird diese Frontalzone jedoch durch das nordwärtige Vordringen von SACW entlang der afrikanischen Küste polwärts verschoben, wodurch sie eine mehr südwestlich-nordöstliche Orientierung erhält.

Die regionale Verteilung der Wirbelenergie zeigt erhöhte Werte im Bereich der Zentralwassermassengrenze sowohl auf der Basis von Beobachtungen (Dantzler, 1977) als auch in Modellsimulationen (Cox, 1985). Dies ist bedeutsam für Austauschprozesse zwischen dem 'ventilierten' Subtropenwirbel (NACW-Bereich) und der 'Schattenzone' (SACW-Bereich). Als Ursache dieser Variabilität konnte Cox (1985) barokline Instabilität identifizieren.

In dieser Arbeit werden Ergebnisse eines numerischen Modells vorgestellt, um mehr Erkenntnisse über Raum- und Zeitskalen dieser Variabilität zu erlangen.

2 DAS MODELL

Es wird das prognostische vollnichtlineare Hybridmodell von Bleck und Boudra (1981) verwendet. Das Modellgebiet umfaßt einen in Ost-West-Richtung periodischen Kanal mit realistischer Topographie, der auf 20°N zentriert ist. Die Meridional- und Zonalausdehnung betragen jeweils 1000 km. Da dieser rein zonal orientierte Kanal die mehr von Südwest nach Nordost verlaufende Kapverden-Front simulieren soll, wird die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters um einen Faktor $\cos(45^{\circ})$ abgeschwächt. Die horizontale Auflösung ist 15,625 km, vertikal sind 11 Schichten mit konstanter potentieller Dichte vorhanden.

Als Anfangsbedingung dient ein rein zonal geostrophisch balancierter Jet in der Mitte des Modellgebiets, der den ungestörten Kanarenstrom repräsentieren soll. Das dazugehörige Massenfeld wurde aus einem quer zur Front verlaufenden CTD-Schnitt rekonstruiert, wobei die potentielle Vorticity als Wassermassenindikator Verwendung fand. Um das Wachstum von Mäandern anzuregen, wird dieser Grundzustand mit einem ageostrophischen Störfeld kleiner Amplitude aus dem Gleichgewicht gebracht und 200 Tage integriert.

3 ERGEBNISSE

Nach 80 Tagen Integrationszeit haben

sich als Folge barokliner Instabilität Mäander mit einer bevorzugten Wellenlänge von etwa 200 km und einer Amplitude von ca. 100 km entwickelt. Weiteres Anwachsen der Amplituden führt schließlich nach etwa 140 Tagen zum Abschnüren zyklonaler und antizyklonaler Wirbel, die einen Durchmesser von 100 bis 150 km aufweisen.

Zeitreihen der Strömungsgeschwindigkeit an mehreren Orten in verschiedenen Tiefen sowie eine Spektralanalyse der Meridional Komponente der Strömung in der Kanalmitte ergeben folgendes Bild der zeitlichen Variabilität: In oberflächennahen Bereichen dominieren Perioden im Bereich zwischen 100 und 200 Tagen; in tieferen Schichten spielen dagegen auch kürzere Perioden zwischen 40 und 100 Tagen sowie Perioden größer als 200 Tage eine etwa gleich starke Rolle.

Aufgrund von Dispersionseigenschaften der analysierten Wellen kann man davon ausgehen, daß sowohl Eady-Wellen als auch planetarische und topographische Rossby-Wellen zum Spektrum der Variabilität in dieser Region beitragen. Der Einfluß der beiden zuletzt erwähnten Wellentypen ist jedoch in Oberflächennähe kaum noch wahrnehmbar, da sie hier durch das viel stärkere Signal der instabilen Eady-Wellen übertönt werden.

Ein erster Vergleich mit Beobachtungen ist ermutigend. Die Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen.

LITERATUR

Bleck, R. und D. Boudra (1981) Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. J. Phys. Oceanogr., 11, 755 - 770.

Cox, M.D. (1985) An eddy-resolving model of the ventilated thermocline. J. Phys. Oceanogr., 15, 1312 - 1324.

Dantzler, H.L. (1977) Potential energy maxima in the tropical and subtropical Atlantic. J. Phys. Oceanogr., 7, 512 - 519.

Emery, W.J. und J. Meincke (1986) Global water masses: summary and review. Oc. Acta, 9(4), 383 - 391.

Harry Leach

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel

Düsternbrooker Weg 20, D 2300 Kiel

Wie in der Atmosphäre ist es jetzt möglich, auch im Ozean barokline Instabilität durch Diagnose der Vertikalbewegung zu identifizieren (LEACH 1987, FIEKAS 1987). Wachsende barokline Störungen haben eine eindeutige Signatur in der Vertikalbewegung mit aufwärtsgerichteter Bewegung auf der Vorderseite und abwärtsgerichteter Bewegung auf der Rückseite eines Trog (EADY 1949). Durch Elimination der Tendenzterme in den quasigeostrophischen Bewegungsgleichungen erhält man eine diagnostische Gleichung für die Vertikalbewegung, w . Diese Gleichung, die Omega-Gleichung, wurde von HOSKINS et al. (1978) neu formuliert, so

daß nur horizontale Gradienten der geostrophischen Geschwindigkeitskomponente und der Dichte notwendig für die Berechnung des Forcing-Terms sind:

$$N^2 \nabla_h^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 2 \nabla \cdot \tilde{Q}$$

wo

$$\tilde{Q} = \frac{g}{\rho_0} \left(\begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial y} \end{array} \right)$$

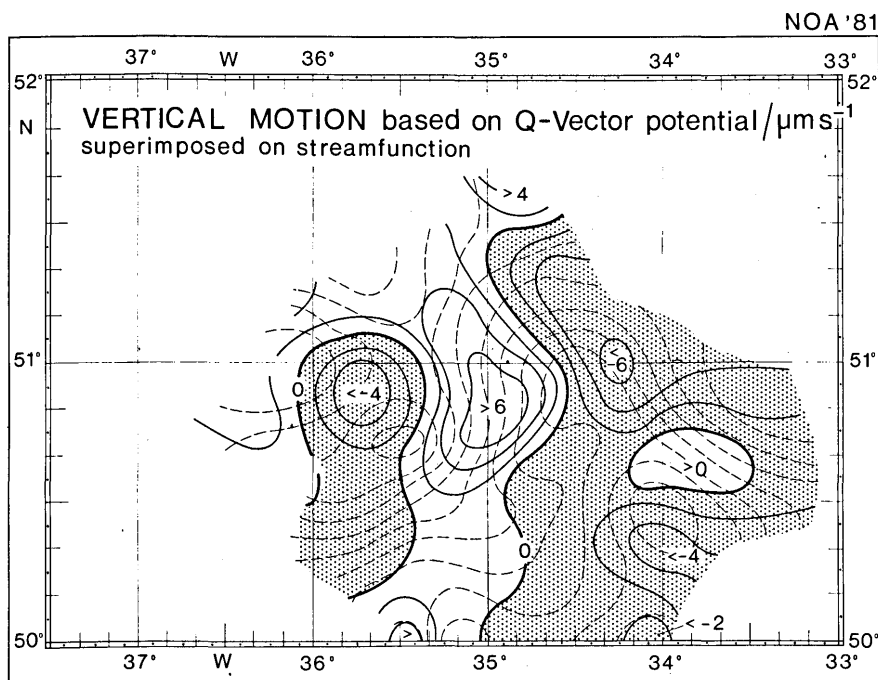


Abb.1: Vertikalbewegung (durchgezogene Linien) diagnostiziert mit der Omega-Gleichung, Isolinienabstand $2 \mu\text{m s}^{-1}$, und Stromfunktion (gestrichelte Linien), Isolinienabstand $2 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, von 1981. Sichtbar sind der Bereich Aufwärtsbewegung östlich der Zyklone bei $50^\circ 50' \text{N}$, 35°W und der Bereich Abwärtsbewegung westlich der Zyklone bei $50^\circ 50' \text{N}$, $35^\circ 45' \text{W}$.

Mit diesen Methoden wurden hinsichtlich der Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit zwei Rastervermessungen der Nordatlantik-Polarfront zwischen Neufundland und dem Mittelatlantischen Rücken von 1981 und 1983 (BAUER et al. 1985; LEACH et al. 1987) diagnostiziert. Das Massenfild wurde mit einem CTD erfaßt, das in einem Schleppfisch montiert war, der zwischen der Meeresoberfläche und ungefähr 70m Tiefe hinter dem fahrenden Schiff auf- und abtauchte. Gleichzeitig wurden die Strömungen aus der Schiffsdrift bestimmt. Die Bewegung des Schiffes relativ zum Wasser wurde mit einem elektromagnetischen Log und mit einem akustischen Doppler-Stromprofiler gemessen. Die absolute Bewegung des Schiffes relativ zum Boden wurde aus Transit-Satellitenfixpunkten festgestellt. Die Differenz der absoluten und relativen Bewegung entspricht dann der Strömung.

Die beobachteten Grundstrukturen waren Mäander mit einer Wellenlänge von 200 bis 300km. 1981 wurden ein Rücken und westlich davon ein abschnürender Trog erfaßt. 1983 wurden Teil eines Rückens, östlich davon ein Trog und auch eine schon abgeschnürte Antizyklone erfaßt.

Durch Anwendung der Omega-Gleichung in der Q-Vektor-Form (HOSKINS et al. 1978) wurden aus diesen Datensätzen Vertikalbewegungen diagnostiziert. Die erste Vermessung von 1981 weist eine abschnürende Zyklone auf, aber das klassische Bild der Vertikalbewegung mit Aufwärtsbewegung auf der Ostseite und Abwärtsbewegung auf der Westseite des Troges ist noch sichtbar (Abb.1). Die Vertikalbewegung betrug in diesem Fall maximal einige Zehntel Meter pro Tag. Die zweite Vermessung von 1983 zeigt Zellen von Auf- und Abtrieb längs des Jets am Rande eine Antizyklone, die mit Trögen und Rücken kleinerer Skala zusammenhängen (Abb.2).

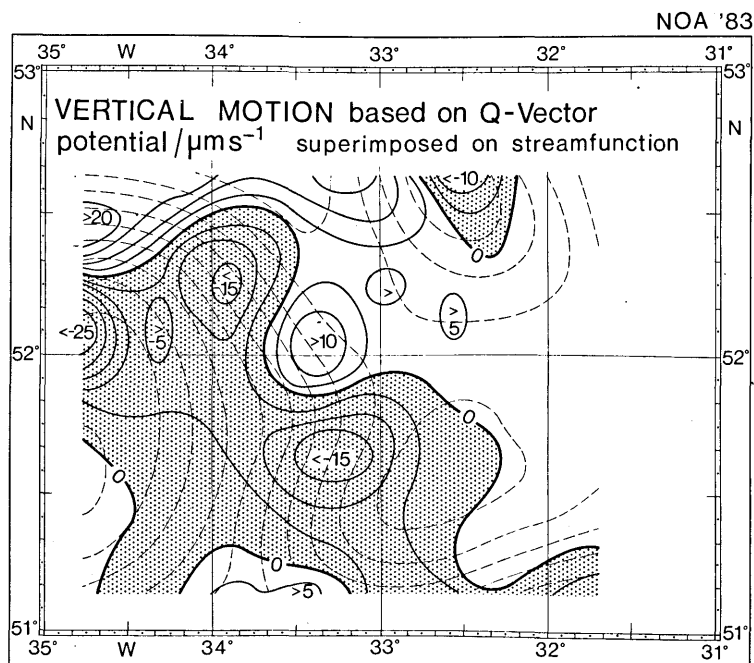


Abb.2: Vertikalbewegung (durchgezogene Linien) diagnostiziert mit der Omega-Gleichung, Isolinienabstand $5 \mu\text{m s}^{-1}$, und Stromfunktion (gestrichelte Linien), Isolinienabstand $2 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, von 1983. Sichtbar sind Bereiche von Aufwärtsbewegung bei $52^\circ 45' \text{N}$, $34^\circ 30' \text{W}$ und 52°N , $33^\circ 20' \text{W}$ sowie Bereiche von Abwärtsbewegung bei $52^\circ 15' \text{N}$, $33^\circ 50' \text{W}$ und $51^\circ 40' \text{N}$, $33^\circ 15' \text{W}$ längs des Jets.

Dies weist auf angehende barokline Instabilitäten, 'Wellenstörungen', hin, die mit 85km Wellenlänge um einen Faktor 4 kleiner als der Grundmäander sind. Der Betrag der Vertikalbewegungen in diesem zweiten Fall war 1 - 2 Meter pro Tag. Dies deutet auch darauf hin, daß es sich in dem zweiten Fall um relativ schnell wachsende, 'jugendliche', Instabilitäten, dagegen im ersten Fall um eine jetzt langsam wachsende, reifere Struktur handelt.

Literatur

BAUER, J.; FISCHER, J.; LEACH, H.; WOODS, J.D.: SEA ROVER Data Report I - North Atlantic Summer 1981 - NOA'81. Ber. Inst. Meeresk., Kiel, 143, (1985) 155 S.

EADY, E.T.: Long waves and cyclone waves. Tellus, 1 (1949) S. 33-52.

FIEKAS, V.: Ageostrophische Effekte im Wirbelfeld des Nordatlantischen Stromes - eine quasigeostrophische Analyse. Dissertation, Universität Kiel (1987).

HOSKINS, B.J.; I. DRAGHICI; DAVIES, H.C: A new look at the ω -equation. Quart. J. R. Met. Soc., 104 (1978), S. 31-38.

LEACH, H.: The diagnosis of synoptic-scale vertical motion in the seasonal thermocline. Deep-Sea Res., 34 (1987), S 2005-2017.

LEACH, H.; DIDDEN, N.; FIEKAS, V.; FISCHER, J.; HORCH, A.; WOODS, J.D.: SEA ROVER Data Report II - North Atlantic Summer 1983 - NOA'83. Ber. Inst. Meeresk. Kiel (1987), 175, 91 S.

AIR-MASS MODELS OF FRONTS

Roger K. Smith

Meteorological Institute, University of Munich

Theoretical models that treat a front as a discontinuity in properties between two homogeneous air masses are appraised. In particular, the problem of explaining the surface pressure rise in simple balanced air mass models, a problem discussed at length by Sutcliffe (1938), is re-examined.

The earliest and perhaps the simplest model for a front is that of Margules (1906) in which the front is considered to be a stationary sloping discontinuity separating two air masses of uniform, but different temperatures. The motion in these air masses is assumed to be geostrophic and parallel with the surface front, the vertical motion being everywhere zero. Frictional and diffusive processes are excluded. With these assumptions one obtains a diagnostic equation relating the slope of the front to the difference in mass flux and difference in density, or temperature, between the two air masses. In essence, this relationship is an expression of thermal wind balance across the front.

In the author's experience, there is a widespread belief that Margules' solution may be extended to moving fronts, cold or warm fronts, simply by incorporating a uniform geostrophic wind component normal to the surface front. We shall show that this is not the case. Nevertheless, our attempt to construct a more dynamically consistent

extension of Margules' solution provides a basis for interpreting the dynamics of air mass model fronts in general, and for assessing the relevance of these models for the interpretation of observational data on fronts. In particular, our analysis cautions against making inferences about the surface pressure variation across fronts from time series of pressure made at single stations during the passage of the front.

Basically, the presence of rotation precludes the introduction of a Galilean coordinate transformation in which the dynamics represented by Margules' solution is preserved, while the front translates at uniform speed c normal to its line of intersection with the ground. This translation velocity would lead to an unbalanced Coriolis torque, fc , in the along-front direction, where f is the Coriolis parameter. Even if we postulate the existence of an along-front pressure gradient in geostrophic balance with this torque, in which case the surface isobars would not longer remain parallel with the front, it is still not possible to explain the translation of the front Sawyer (1952, p.170). The problem was elucidated by Sutcliffe (1938) who noted that a surface pressure field cannot be advected by pure geostrophic motion, because the geostrophic winds blow parallel to the isobars, a result that dates back to Jeffreys (1919).

Brunt (1939, pp.308-9) showed that this is true even when there is an air mass discontinuity. Significantly, Brunt's analysis assumes that there is zero vertical motion on both sides of the discontinuity, but it applies, nevertheless, to the basic Margules' model.

I shall show that a more dynamically consistent model for a translating Margules' front can be constructed if one allows for non zero vertical motion in the warm air that overlies cold air. The situation for a cold front is shown in Fig. 1. Shown also in this figure are the corresponding cross-frontal variation of surface pressure at a given time (Fig. 1b) and the time variation of surface pressure at a fixed point initially ahead of the front (Fig. 1c). Comparison of the last two figures highlights a result of the analysis that the surface pressure change at any fixed location bears no relation to the variation of surface pressure normal to the front at any given instant. Expressed in another way, the surface pressure field is not Galilean invariant. This result highlights the need for care when interpreting time series of surface pressure at a single station. It shows that even for a steadily moving, geostrophically-balanced front, the spatial pressure variation across the front cannot be inferred from its time variation at a given place as the pressure field is not advected by the cross-front geostrophic flow. Such time series contain only information about ageostrophic motions.

The dynamical inconsistency of translating air mass models that have zero vertical motion everywhere dis-

appears when one makes the Boussinesq approximation, but the inconsistency with Brunt's theorem remains. I shall show how this difficulty is resolved, using Davies's air mass model (Davies, 1984) as an illustration.

In relation to atmospheric fronts, air mass models are severely limited by their inability to represent the frontogenesis process and hence the cross-frontal circulations implied by these.

References

- Brunt, D. 1939: Physical and Dynamical Meteorology, Cambridge Univ. Press.
- Davies, H.C. 1984: On the orographic retardation of a cold front. *Contrib. to Atmos. Phys.*, 57, 409-418.
- Jeffreys, H. 1919: On travelling atmospheric disturbances. *Phil. Mag.*, 37, 1-8.
- Margules, M. 1906: Über Temperaturschichtung in stationär bewegter und in ruhender Luft, *Hann-Band Meteorol. Z.*, 243-254.
- Sawyer, J.S. 1952: Dynamical aspects of some simple frontal models. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 78, 170-178.
- Sutcliffe, R.C. 1938: On development in the field of barometric pressure. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 64, 495-504.

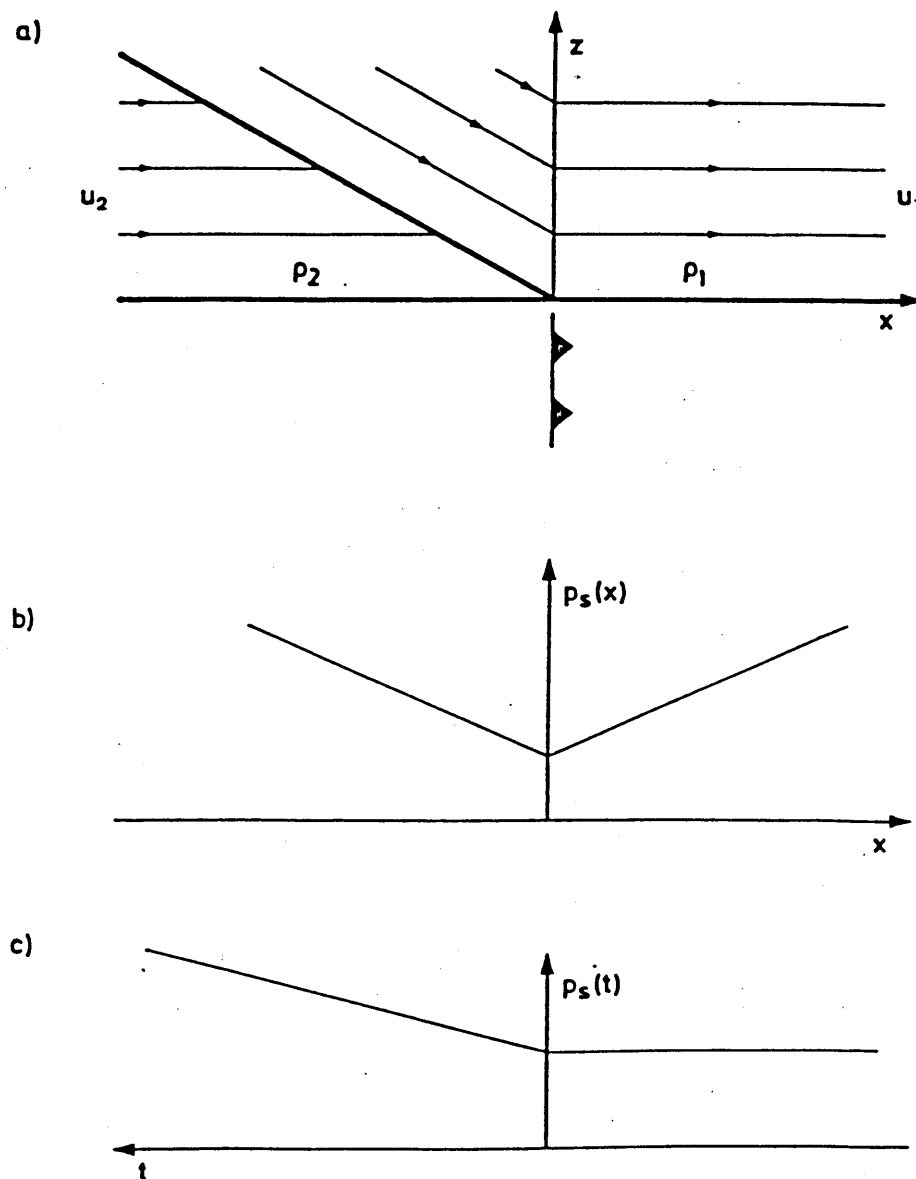


Figure 1 (a) Vertical cross-section of flow in the translating Margules' cold front model showing subsiding motion in the warm air overlying the frontal discontinuity; (b) Corresponding spatial cross-section of surface pressure at a fixed time; (c) time series of surface pressure at a fixed location, initially ahead of the front.

Klaus-Peter Hoinka

Institut für Physik der Atmosphäre, DLR

Tiefdruckgebiete mit ihren Warm- und Kaltfronten gehören zu den typischen synoptischen Strukturen der mittleren Breiten. Unter Fronten versteht man Übergangszonen zwischen unterschiedlichen Luftmassen. An ihnen beobachtet man markante Änderungen von Temperatur, Luftdruck und Wind und häufig ausgedehnte Niederschlagsgebiete. Auch im klimatologischen Sinne haben Fronten ihr Gewicht, fallen doch in Mitteleuropa über 50% des gesamten Niederschlags im Zusammenhang mit Fronten (Hoinka, 1985).

Zum Einfluß der Orographie auf Fronten liegt relativ wenig Material vor. Eine Ausnahme bilden die Frontanalysen, die im Zusammenhang mit Genuazyklonen entstanden sind. Wiederholt wurde dabei die allmähliche Umzingelung der Alpen durch eine Kaltfront beschrieben. Ferner hat man mit der Vermessung des 'southerly buster' (Baines, 1980) begonnen, eines Frontentyps, der an der Ostküste Australiens auftritt und der eindeutig orographisch beeinflusst ist. Eines ist sicher und kann stets durch Verfolgen der Wetterentwicklung bestätigt werden: die Alpen üben auf die Fronten eine massive und deutlich sichtbare Wirkung aus. Es kommt zu Verformungen der Front, Verlangsamung, doch gibt es auch Fälle mit plötzlichen Verstärkungen und rasanter Bewegung am Alpenrand, was die Wettervorhersage erheblich erschwert (Hoinka and Smith, 1986).

Der von der DFG eingerichtete Schwerpunkt 'Orographie und Fronten' dient einer Untersuchung der thermischen und dynamischen Struktur von Fronten, wobei dem Einfluß der Orographie besondere Aufmerksamkeit gewidmet wird. Ein wesentlicher Bestandteil des Schwerpunktprogramms war die Vermessung von Kaltfrontereignissen im Rahmen eines Feldexperimentes, dem sog. 'Deutschen Frontexperiment 1987'. Es fand zwischen dem 1.10.87 und dem 23.1.88 statt.

Es hatte zum Ziel, verschiedene Frontpassagen über Mitteleuropa zu vermessen und möglichst vollständige Datensätze zu Kaltfrontereignissen zu erstellen. Das Experiment lief zeitlich parallel zu einer Meßkampagne, in der englische und französische Gruppen innerhalb ihres sog. 'Mesoscale Frontal Dynamics Project' (Clough, 1987) vor der Bretagne maritime Kaltfronten vermessen haben. Durch koordinierten Einsatz von verschiedenen Meßgeräten, die über Mitteleuropa mit Schwerpunkt am Alpenrand verteilt waren, wurde der Einfluß der Alpen auf Kaltfronten untersucht. Zum Einsatz kamen Radiosonden, Radargeräte, Meßtürme und Meßflugzeuge. Zahlreiche, teilweise speziell eingerichtete Bodenstationen registrierten die Änderungen, die die Frontpassagen am festen Ort hervorrief (Hoinka and Volkert, 1987a).

Das Experiment erforderte die Zusammenarbeit vieler Interessenten: DWD, geophysikalischer Beratungsdienst der BW, meteorologische Institute der Universitäten in Karlsruhe, Köln, München, das Institut für Atmosphärische Umweltforschung der FhG in Garmisch und das Institut für Physik der Atmosphäre der DLR. In den Nachbarländern Schweiz und Österreich unterstützten die Wetterdienste und die Universitätsinstitute in Zürich, Innsbruck und Wien die Kampagne durch eigene Messungen (Hoinka und Volkert, 1987b).

Es wurden während des Experimentzeitraums insgesamt fünf Kaltfronten vermessen: am 8.10., 12.11., 13.11., 19.12.87 und 21.1.88 (Hoinka et al., 1988). Zwei Ereignisse (12.11.87 und 19.12.87) wurden auch von dem anglo-französischen Experiment erfaßt. Derzeit sind nur ein geringer Teil der angefallenen Daten ausgewertet und analysiert worden. Erste Ergebnisse belegen, daß es sich bei den vier ersten vermessenen Fronten um wichtige Kaltfrontereignisse handelt.

Die Front vom 8.10.87 überquerte Süddeutschland rasch von West nach Ost. Dabei wurden am Alpenrand bis zu drei spektakuläre Böenwalzen hintereinander am Kopf der Kaltfront beobachtet, mit einer Nord-Süd-Erstreckung von der Donau bis zum Alpenrand. In Oberpfaffenhofen war diese Front durch einen Drucksprung von 1.7 hPa innerhalb weniger Minuten charakterisiert. Recht ungewöhnlich an dieser Front war, daß in einem 100 km breiten Streifen nördlich der Alpen und östlich der Schwäbischen Alp nur wenige Niederschläge auftraten (Hoinka and Smith, 1988; Hoinka et al., 1989).

Mit der Front vom 18./19.12.87 waren kräftige Niederschläge verbunden. Es zeigten sich am Alpenrand ähnliche Niederschlagsbänder wie sie über dem offenem Meer anzutreffen sind. Einiges deutet darauf hin, daß die Struktur dieser Bänder und die Intensität der daraus fallenden Niederschläge durch die Alpen modifiziert wurden und zwar derart, daß sich die Bandstruktur in eine großräumige Zellenstruktur auflöste (Hagen, 1988).

Zusammenfassend kann man das deutsche Frontexperiment 1987 als erfolgreich bezeichnen. Bis zum Auslaufen des Schwerpunkts ist zu hoffen, daß die Auswertung abgeschlossen sein wird, so daß dann ein Bild der 'eingefangenen' Fronten und möglichst auch eine Verallgemeinerung der Ergebnisse vorliegt.

Literatur:

- BAINES, P.G., 1980: The dynamics of the southerly buster. Austr. Meteor. Mag. 28, 175-200.
- CLOUGH, S.A., 1987: The mesoscale frontal dynamics project. Meteor. Mag. 114, 293-319.
- HAGEN, M., 1988: Analysis of a single Doppler radar data: wind field and precipitation observations during a frontal passage. Proc. 10th Int. Cloud Physics Conf. Aug. 15-19, 1988, Bad Homburg. FRG.
- HOINKA, K.P., 1985: On fronts in Central Europe. Contr. Phys. Atmos. 58, 560-570.
- HOINKA, K.P. and R.K. SMITH, 1986: Ein Fragebogen zu Kaltfronten an den Alpen/A questionnaire on cold fronts in alpine regions. DFVLR Mitteilung 86-2. 78 S.
- HOINKA, K.P. and H. Volkert, 1987a: The German front experiment 1987. Bull. Amer. Meteor. Soc. 68, 1424-1427.
- HOINKA, K.P. und H. VOLKERT, 1987b: Das deutsche Frontexperiment 1987: Experimentplan. DFVLR Mitteilung 87-24. 51 S.
- HOINKA, K.P. and SMITH R.K., 1988: A dry cold front over southern Bavaria. Weather 43, 255-261.
- HOINKA, K.P., VOLKERT, H. and D. HEIMANN, 1988: The German Front Experiment 1987: Observations and preliminary results. DFVLR-FB 88-21. 133 S.
- HOINKA, K.P., HAGEN, M., VOLKERT, H. and D. HEIMANN, 1989: On the scale dependent appearance of a cold front near the Alps. Submitted to Tellus.

1 ALLGEMEINES

Die Prozesse von Zyklogenese und Frontogenese, die häufig parallel ablaufen, sind durch ihre Beziehung zur Baroklinität miteinander verknüpft. Baroklinität ist die Grundvoraussetzung für die Entstehung von Zyklonen innerhalb der Westwindzone. Als Frontogenese bezeichnet man die Entstehung des baroklinen Zustands und die Bildung hyperbarokliner Zonen oder gar linienhafter Diskontinuitäten im Temperaturfeld.

2 DIAGNOSE DER BEZIEHUNGEN ZWISCHEN ZYKLOGENESE UND FRONTOGENESE

Ein geeignetes Hilfsmittel zum Studium der Beziehungen zwischen beiden Prozessen bietet der Q-Vektor (HOSKINS et.al. 1978, 1980)

$$Q \equiv \frac{d}{dt}(\nabla\theta) = \left(-\frac{\partial v_g}{\partial x} \cdot \nabla\theta, -\frac{\partial v_g}{\partial y} \cdot \nabla\theta\right),$$

der für ein Luftpartikel die zeitliche Änderung des Aszendenten der potentiellen Temperatur θ innerhalb der horizontalen geostrophischen Strömung (∇_g) beschreibt. Mit der s-Richtung tangential und der n-Richtung normal zu den Isothermen gilt (vgl. Abb. 1)

$$Q = Q_s + Q_n$$

Q_s gibt Richtungsänderungen des Aszendenten wieder, entweder lokalzeitlich oder innerhalb

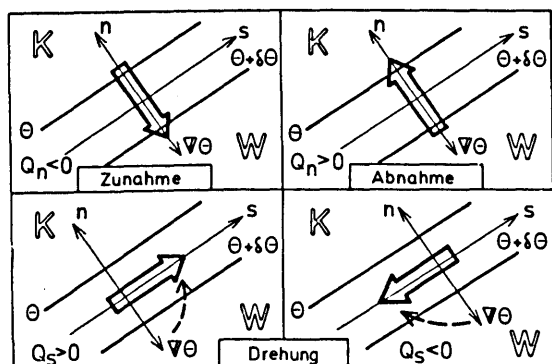


Abb. 1: Komponenten des Q-Vektors

der Strömung, z.B. entlang gekrümmter Isohypsen. Q_n beschreibt Änderungen des Betrags von $\nabla\theta$ und damit gleichzeitig frontogenetische oder frontolytische Effekte im geostrophischen Windfeld (KEYSER et.al. 1988):

$$\frac{d}{dt}|\nabla\theta| = -Q_n \gtrless 0 \quad \begin{array}{l} \text{Frontogenese} \\ \text{Frontolyse} \end{array}$$

Für Frontogenese muß die Komponente des geostrophischen Windes senkrecht zu den Isothermen konvergent sein. Das ist gegeben in Feldern mit Deformation, wenn der Winkel zwischen Isothermen und der Streckungsachse des Feldes 45° nicht überschreitet. Für Frontolyse muß die entsprechende Komponente divergent sein.

Neben den Effekten im horizontalen Stromfeld kommt es zu Frontogenese bzw. Frontolyse durch Vertikalbewegungen u./o. diabatische Wärmeübergänge, die quer zu den Isothermen ein Gefälle aufweisen.

Mit Hilfe des Q-Vektors ergibt sich eine besonders einfache Form des Antriebsterms der quasigeostrophischen Omegagleichung

$$FQ = -\nabla \cdot Q = -\nabla \cdot (Q_s + Q_n)$$

Ein Antrieb für Hebung resultiert in Bereichen mit Konvergenz, ein Antrieb für Absinken in Bereichen mit Divergenz der Q-Vektoren. Wie Abb. 2 zeigt, können wir unterscheiden zwischen Vergenzen entlang und quer zu den Isothermen. Vergenzen von Q_s ergeben sich z.B.

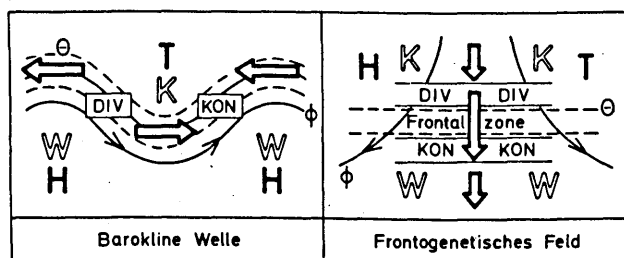


Abb. 2: Vergenzen des Q-Vektors

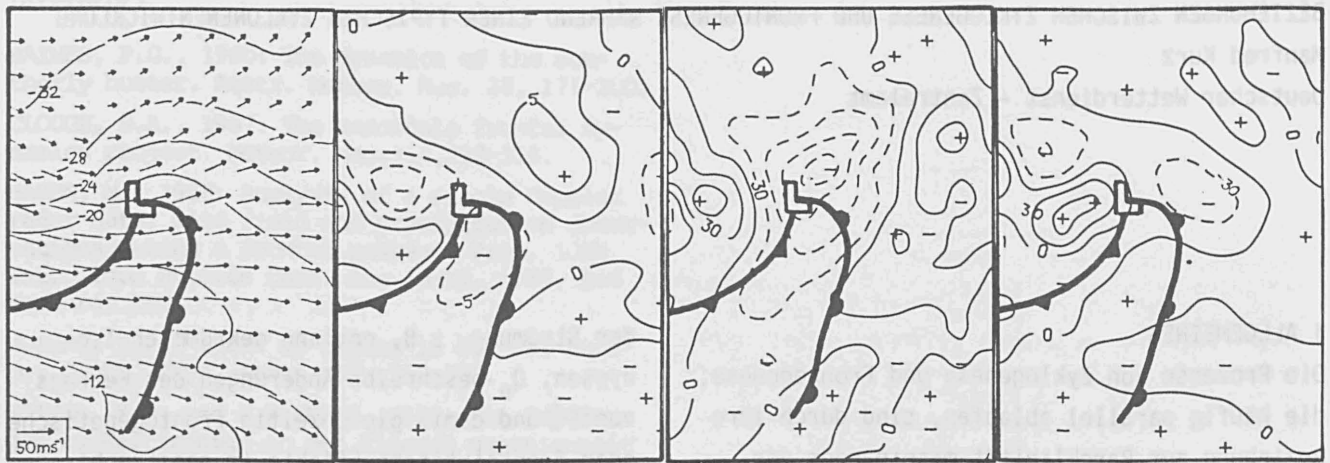


Abb.3: Diagnose 500 hPa vom 20.10.1986, 12 UTC: geostr. Wind u. Isothermen (in °C), Frontogenese-Term (in $10^{-10} \text{ K m}^{-1} \text{ s}^{-1}$); FQ_S und FQ_N (in $10^{-16} \text{ km}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Zusätzlich Bodenfronten und Bodentief.

im Bereich der kurzen wandernden Wellen der Höhenströmung, in dem die Zyklonogenese erfolgt. Sie gehören also typischerweise zum Zyklonen-Scale. Hebung erfolgt dabei i.a. vorderseitig, Absinken rückseitig der Tröge in der mittleren Troposphäre. Vergenzen von Q_n sind dagegen mit dem Scale der Fronten und den Prozessen von Frontogenese und Frontolyse im horizontalen Stromfeld verknüpft. Die resultierenden Vertikalbewegungen sind parallel zur Frontalzone orientiert und ergeben zusammen mit den zugehörigen Horizontalbewegungen eine geschlossene Zirkulation. Bei Frontogenese ist die Zirkulation thermisch direkt, bei Frontolyse thermisch indirekt. Man kann zeigen, daß auch durch entsprechende diabatische Effekte derartige Zirkulationen in Gang gesetzt werden.

3 RESULTATE EINER FALLSTUDIE

Für Reife- und Okklusionsstadium einer typischen Zyklonogenese über Westeuropa wurden der Frontogenese-Term, der Antriebsterm FQ sowie seine beiden Anteile FQ_S und FQ_N für verschiedene Druckflächen berechnet. Ein Resultat für 500 hPa ist in Abb. 3 wiedergegeben. Generell ergab sich für die verschiedenen Niveaus eine recht unterschiedliche Verteilung der Gebiete mit Frontogenese oder Frontolyse, die z.T. raschen zeitlichen Änderungen unterworfen war. Während zum Reifestadium z.B. in der unteren Troposphäre Frontogenese entlang von Warm- und Kaltfront festzustellen ist, zeigt sich in

500 hPa der Übergang zur Frontolyse, der die Verhältnisse in der Höhe bestimmt. 12 Stunden später dagegen wirkt das veränderte Stromfeld in diesen Niveaus stärker frontogenetisch. Was den Antrieb für Vertikalbewegungen betrifft, so ist während des Reifestadiums der Anteil der frontalen Zirkulationen relativ gering und wird z.T. überkompensiert, während er nach Einsetzen des Okklusionsprozesses anwächst und signifikant zur anhaltenden Hebung im Bereich des Bodentiefs beiträgt.

LITERATURVERZEICHNIS:

- HOSKINS, B.J., DRAGHICI, I. und DAVIES, H.C.: A new look at the ω -equation. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 104 (1978), S. 31 - 38
- HOSKINS, B.J. und PEDDER, M.A.: The diagnosis of middle latitude synoptic development. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 106 (1980), S. 707 - 719
- KEYSER, D., REEDER, M.J. und REED, R.J.: A generalization of Petterssen's frontogenesis function and its relation to the forcing of vertical motion. Month. Weather Rev. 116 (1988), S. 762 - 780

FRONTENSIMULATION MIT DEM REGIONALEN WETTERVORHERSAGEMODELL DES GEOPHYSIKALISCHEN BERATUNGSDIENSTES DER BUNDESWEHR

Thomas Prenosil

Amt für Wehrgeophysik, Traben-Trarbach

1 EINLEITUNG

Der Geophysikalische Beratungsdienst der Bundeswehr (GeophysBDBw) betreibt seit 1981 im Amt für Wehrgeophysik (AWGeophys) den Aufbau eines rechnergestützten Wettervorhersagesystems. Es besteht aus den Komponenten:

BLM-Analyse

BLM-Vorhersagemodell

BLM-Anschlußverfahren ,

wobei die Abkürzung "BLM" von "Boundary Layer Model" abgeleitet ist. Das Kernstück des Systems bildet das .BLM-Vorhersagemodell, bei dem es sich um ein 10-flächiges hydrostatisches Mesoscale α -Modell mit 63,5 km Maschenweite und hoher Grenzschichtauflösung unterhalb 3000 m über Grund handelt (BECKER, 1983; PRENOSIL u. BECKER, 1988). Auf der Basis des BLM werden die Dienststellen des GeophysBDBw bereits seit 1984 routinemäßig zweimal pro Tag (Starttermine 00 UTC und 12 UTC) mit regionalen Vorhersageprodukten bis zu 36 Stunden im voraus versorgt. Die dazu erforderlichen Anfangsdaten werden von der modelleigenen BLM-Analyse bereitgestellt. Die BLM-Anschlußverfahren umfassen einfache Nachfolgemodelle (z.B. Trajektorien), quasi-objektive Interpretationshilfen (z.B. Prognosen der Niederschlagsart und Konvektionsintensität nach der "Perfect Prog" Methode) sowie anwendungsorientierte Spezialdarstellungen der Modellergebnisse (Querschnitte, Meteogramme etc.).

2 MODELLBESCHREIBUNG

2.1 Modellgebiet

Das Vorhersagegebiet des BLM überdeckt Mittel- und Westeuropa mit einem 47x51-Punkteraster

(Abb.1) bis zur Modellobergrenze in 10000 m über NN. Orographische Effekte werden mit Hilfe einer geländefolgenden Vertikalkoordinate berücksichtigt.

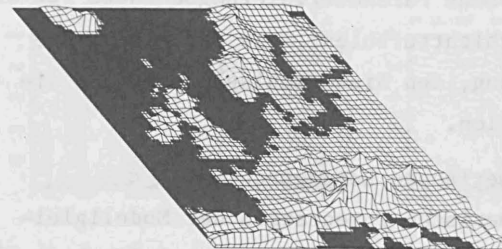


Abb.1: Blick von der Südwestecke auf das Modellgebiet. Die höchsten Erhebungen befinden sich mit 2500 m über NN im Bereich des Alpenhauptkammes.

2.2 Modellgleichungen

Aufgrund eines künstlichen Massenabschlusses gegen die Stratosphäre (Vertikalgeschwindigkeit gleich Null an der Modellobergrenze) arbeitet das BLM innerhalb seines Rechengitters als völlig eigenständiges Wettervorhersagemodell ohne Anbindung an das übergeordnete synoptische Verfahren (s. Abschn.2.4). Als physikalische Grundlage dient dabei nicht die übliche Konzeption, die den Ersten Hauptsatz der Thermodynamik zur Temperaturprognose benutzt (s. auch BECKER, 1983), sondern ein nach dem Vorbild des NCAR-Modells (KASAHARA u. WASHINGTON, 1967) aufgebauter Gleichungssatz.

- Prognostische Gleichungen:

- Tendenzgleichung für den Luftdruck an der Modellobergrenze (integrale Form der Richardsongleichung unter Berücksichtigung des oberen Massenabschlusses)
- Tendenzgleichung für den Luftdruck innerhalb des Integrationsgebietes bis hinab zum Modellgrund (Kontinuitätsgleichung)
- Transportgleichung für den Wasserdampfgehalt der Luft

- (d) horizontale Bewegungsgleichungen
- Diagnostische Gleichungen:
 - (a) Richardsongleichung für den Vertikalwind (Kontinuitätsgleichung plus Erster Hauptsatz der Thermodynamik)
 - (b) hydrostatische Grundgleichung zur Anpassung des Temperaturfeldes an die analysierte bzw. prognostizierte Druckverteilung.

Dazu kommen der verfügbaren Computerkapazität angemessene Parameterisierungsansätze für die Grenzschichtturbulenz, die Strahlung, die Bewölkung, den Niederschlagsprozeß und die Konvektion.

2.3 Numerisches Lösungsschema

Die numerische Integration der Modellgleichungen wird in einem horizontal (Arakawa-B) und vertikal (Lorenz-C) "versetzten" Rechengitter mit einem semi-impliziten "Forward Backward"-Verfahren durchgeführt. Bei einem Zeitschritt von 5 Minuten läßt sich damit auf dem skalaren Hauptrechner des AWGeophys (Typ Siemens 7890F) eine Rechenzeit von weniger als 35 Minuten für eine 36-stündige BLM-Vorhersage erzielen (nähere Einzelheiten s. PRENOSIL u. BECKER, 1988).

2.4 Datenversorgung

Entlang der lateralen Begrenzungen wird das Ausschnittmodell BLM von einem übergeordneten Vorhersageverfahren wechselwirkungsfrei mit zeitlich veränderlichen Randwerten angetrieben ("One Way Interaction"). Für diese Aufgabe steht seit Mai 1988 auf dem Rechner des AWGeophys das BKF-Modell des Deutschen Wetterdienstes zur Verfügung. Dem vorgeschalteten BKF-Lauf entnimmt das BLM im Abstand von 3 Stunden Realzeit Druck- und Feuchtewerte, wobei zwischen den Ankopplungsterminen linear interpoliert wird und am westlichen Modellrand zusätzlich die Relaxationsmethode nach DAVIES (1976) Verwendung findet. Die Bereitstellung der Anfangswerte von Druck, Temperatur und Wasserdampfgehalt erfolgt durch ein hochauflösendes Analyseverfahren nach der Korrekturmethode (DEDENBACH u.

KOSCHNICK, 1989). Die Startfelder für den Wind werden im Rahmen eines einfachen Initialisierungsschrittes als stationäre Lösung der eindimensionalen horizontalen Bewegungsgleichungen modellintern bestimmt. Dazu wird die Vertikalgeschwindigkeit im geländefolgenden Koordinatensystem zu Beginn jeder Simulation überall gleich Null gesetzt.

3 ERGEBNISSE

Neben der Routineproduktion eignen sich die umfangreichen Modellausgaben für Spezialuntersuchungen. Im vorliegenden Fall wird die Wetterlage vom 08.10.1987 analysiert. An diesem Tag wurde Mitteleuropa von einer markanten Kaltfront beeinflusst, die nach anfänglich heftigen Niederschlägen über dem westlichen und zentralen Bundesgebiet nahezu trocken das bayrische Alpenvorland überquerte (HOINKA u. SMITH, 1988). Die stark reduzierte Wetteraktivität aufgrund der Wechselwirkungen zwischen frontgebundener Zirkulation und dem orographischen Einfluß des Alpenmassivs ist durch eine Intensivmeßphase dokumentiert, die im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Schwerpunktprogramms "Orographie und Fronten" stattfand. Eine numerische Untersuchung der Wetterlage wurde von MAJEWSKI (1988) mit der experimentellen Version des EUROPA-Modells durchgeführt. Vergleichbare Ergebnisse können dem BLM-Routinelauf vom 07.10.1987, 12 UTC entnommen werden, insbesondere was die Abschwächung der Niederschlagsintensität über dem Alpenvorland betrifft (Abb.2).

Die prognostizierten Windverteilungen quer zur Front verdeutlichen, daß es sich zunächst um eine Anakaltfront handelte. Ihr wurde ein hochreichendes Feuchtefeld zugeordnet, das mit Annäherung an das Alpenmassiv lange Zeit eine föhnbedingte Austrocknung unterhalb der mittleren Kammhöhe von ca. 2000 m über NN aufwies. Erst zum 36-stündigen Vorhersagetermin (09.10., 00 UTC) zeigen die BLM-Prognosen einen Nordstau an den Ostalpen in Verbindung

mit zunehmender Feuchte in den unteren Schichten an, während gleichzeitig in der Höhe das Feuchteband durch den Übergang zum Kattyp nach Osten abwandert.

MESOSCALE - VORHERSAGE EDZX NR 00000

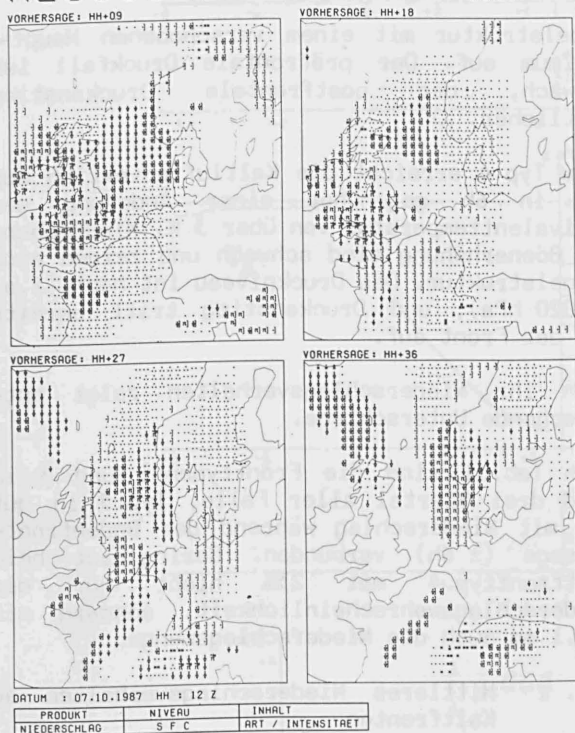
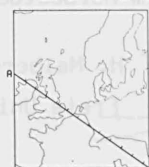


Abb.2: Vorhersage der Niederschlagsart und -intensität für die Termine 07.10., 21 UTC (HH+09), 08.10., 06 UTC (HH+18), 08.10., 15 UTC (HH+27) und 09.10., 00 UTC (HH+36).

Der von Nordwesten nach Mitteleuropa gerichtete Kaltluftvorstoß kommt eindrucksvoll in den Pseudoisentrophenquerschnitten von Abb.3 zum Ausdruck. Die Gegenüberstellung mit den Analysefeldern (Abb.3 untere Reihe) beweist, daß das Voranschreiten des Kaltluftkeiles unterhalb 6000 m über NN realistisch vorhergesagt wurde. In Verbindung mit den potentiell instabilen Verhältnissen auf der Kaltfrontrückseite kam es am Nachmittag des 08.10. zu starker Schauer- und Gewittertätigkeit über der südwestlichen Nordsee. Abb.2 unterstreicht auch in diesem Punkt die gute Qualität der BLM-Vorhersage.

MESOSCALE - QUERSCHNITTE EDZX NR XXXX



ANGABEN ZUM AUSGEWÄHLTEN SCHNITT		
ANFANGSPUNKT A :	55°N	12°W
ENDPUNKT B :	44°N	18°E
MARKIERUNGEN ALLE 200 KM		

DATUM : 07.10.1987 HH : 12 Z

PARAMETER	REF	ABSTAND	EINHEIT
PSEUDOPOT. TEMPERATUR	30	2	GRAD C

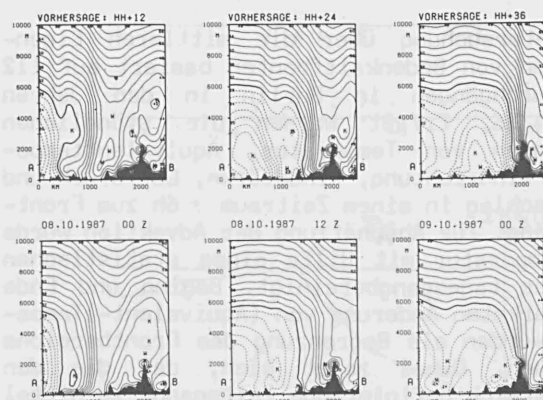


Abb.3: Pseudoisentrophenquerschnitte von Longkesh nach Zagreb. Obere Reihe: Modellergebnisse, untere Reihe: Analysen.

Literaturverzeichnis

- BECKER, H.G.: Vorhersagen für Mitteleuropa mit Hilfe eines mesoskaligen Vorhersagemodells. *Annalen der Met. (N.F.)* (1983), Nr.20, S.202-203
- DAVIES, H.C.: A lateral boundary formulation for multilevel prediction models. *Q.J.R.Met. Soc.* (1976), 102, S.405-418
- DEDENBACH, D.; KOSCHNICK, W.: Numerische Analyse mit hoher vertikaler Auflösung für das "Boundary Layer Model" (BLM). *Fachl.Mitt. in Vorbereitung* (1989), AWGeophys, Traben-Trarbach
- HOINKA, K.P.; SMITH, R.K.: A dry cold-front over southern Bavaria. *Weather* (1988), 43, S.255-261
- KASAHARA, A.; WASHINGTON, W.M.: NCAR global circulation model of the atmosphere. *Mon.Wea.Rev.* (1967), 95, S.389-402
- MAJEWSKI, D.: Die Front vom 08.10.1987 simuliert mit dem EUROPA-Modell des Dt. Wetterdienstes. *DWD intern* (1988), Nr.20, Offenbach a.M.
- PRENOSIL, T.; BECKER, H.G.: Das "Boundary Layer" Modell des Geophysikalischen Beratungsdienstes der Bundeswehr - Ein regionales Wettervorhersageverfahren. *Fachl.Mitt.* (1988), Nr.211, AWGeophys, Traben-Trarbach

Mittlere bodennahe Kenngrößen von Kaltfronten
im nordostdeutschen Binnenland

H. Malberg und K. Niketta
Freie Universität Berlin

Die Untersuchung über die mittleren Eigenschaften von Bodenkaltfronten basiert auf 112 Frontdurchgängen in Berlin in den Jahren 1983/84/86. Erfaßt wurden die stündlichen Änderungen von Temperatur, Äquivalenttemperatur, Windrichtung, Windstärke, Luftdruck und Niederschlag in einem Zeitraum ± 6 h zum Frontdurchgang. Zur Abschätzung der Advektion wurde die Temperatur mit Hilfe eines statistischen Ansatzes tagesgangbereinigt. Beginn und Ende der stärksten Änderung von (Äquivalent-)Temperatur wurden als Begrenzung des Frontbereichs angesehen. Dabei zeigt sich, daß die den Frontbereich definierende Zeitspanne im Mittel 40-60 min beträgt und daß der Luftmassenübergang rund 20-30 min nach Beginn, d.h. etwa in der Mitte der frontalen Winddrehung einsetzt.

Aufgrund ihrer Charakteristika wurden 4 Kaltfronttypen unterschieden:

Typ 1: Markante Temperatur - bei schwacher Feuchteänderung.

Typ 2: Deutliche Feuchte - (Äquivalenttemperatur -) bei schwacher Temperaturänderung.

Typ 3: Mehrstündige Phasendifferenz zwischen Feuchteabnahme (Äquivalenttemperatur) und nachfolgendem Temperaturrückgang.

Typ 4: Unscharfer, antizyklonal beeinflusster Luftmassenübergang mit präfrontalem Druckanstieg bzw. schwachem Druckfall < 1 hPa/6h.

Die in Abb. 1-4 wiedergegebenen mittleren Ergebnisse zeigen die signifikanten Unterschiede zwischen diesen 4 Kaltfronttypen. Beim Typ 1 erreicht die Kaltluftadvektion 4.5 K in 6h bei einer Änderung der Äquivalenttemperatur von 7.5K. Die frontale Winddrehung beträgt 70° und die Bö frischt um 7 kn über den Basiswert zum Beginn der Winddrehung auf. Präfrontaler Druckfall und postfrontaler Anstieg sind kräftig.

Beim Typ 2 steht einer Kaltluftadvektion von 0.5 K in 6h eine Änderung der Äquivalenttemperatur von 4.5 K gegenüber. Winddrehung und Drucktendenz sind nur mäßig ausgeprägt, die Böen weisen auch vor und hinter der Front Maxima auf.

Beim Typ 3 setzt zunächst der Feuchterückgang und erst 2-3 h später der Temperaturrückgang ein. Die Windböen weisen eine entsprechende

Doppelstruktur mit einem verschobenen Hauptmaximum auf. Der präfrontale Druckfall ist schwach, der postfrontale Druckanstieg deutlicher.

Beim Typ 4 erreicht die Kaltluftadvektion nur 1 K in 6h gegenüber einer Änderung der Äquivalenttemperatur von über 3 K. Winddrehung und Böenerhöhung sind schwach und zeigen eine Doppelstruktur. Das Druckniveau ist hoch (i.a. > 1020 hPa), und Druckanstieg tritt bereits vor der Front auf.

Auch ihr Niederschlagsverhalten zeigt entsprechende Unterschiede.

Nach Tab. 1 sind die Fronttypen 1 und 3 in rund drei Viertel aller Fälle, Typ 3 in gut 60% mit Niederschlag während der Bodenfrontpassage (± 6 h) verbunden. Gering ist beim Kaltfronttyp 4 mit 23% nicht nur die Niederschlagswahrscheinlichkeit, sondern mit < 0.1 mm auch die Niederschlagsmenge.

Tab. 1 Mittleres Niederschlagsverhalten an Kaltfronten

	Häufigkeit ges. (%)	Menge (mm)		
		ges.	prä-/	postfrontal
Typ 1	75	1.8	0.5	1.3
Typ 2	78	1.8	1.4	0.4
Typ 3	63	2.0	0.6	1.4
Typ 4	23	< 0.1	< 0.1	< 0.1

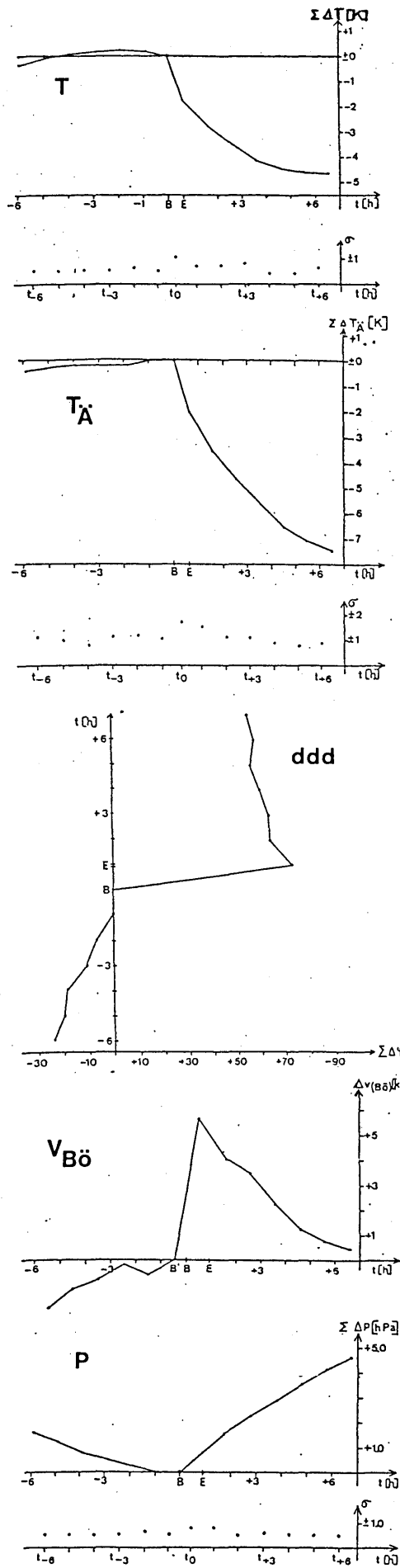
Mit rund 2 mm/12h ist die mittlere Niederschlagsmenge bei den Typen 1-3 nahezu gleich. Jedoch fällt der Hauptniederschlag beim Typ 1 bei der Bodenfrontpassage und in den ersten 2h danach, während er beim Typ 3 erst in der 3.-6. h nach Frontdurchgang auftritt. Im Gegensatz zu diesen beiden "postfrontalen" Typen tritt beim Typ 2 der Hauptniederschlag vor der Front auf, und zwar nahezu gleichmäßig über alle 6h verteilt.

Zusammenfassend läßt sich daher sagen, daß unter dem Oberbegriff "Kaltfront" zu unterscheiden sind

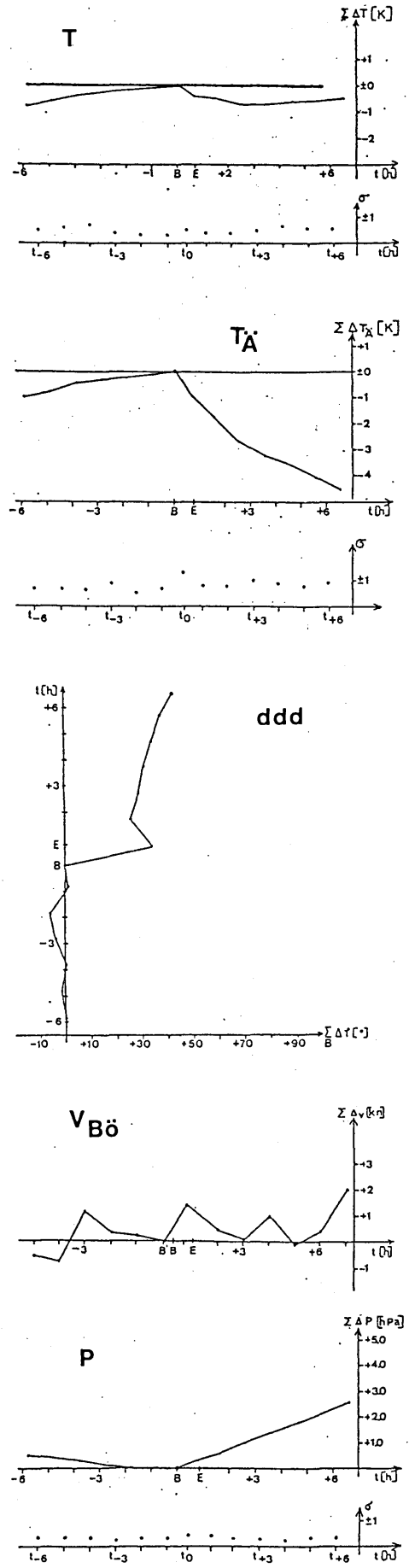
1. thermisch dominante Kaltfronten
2. hygrisch dominante Kaltfronten
3. hygrisch-thermisch entkoppelte Kaltfronten
4. frontolytische Kaltfronten

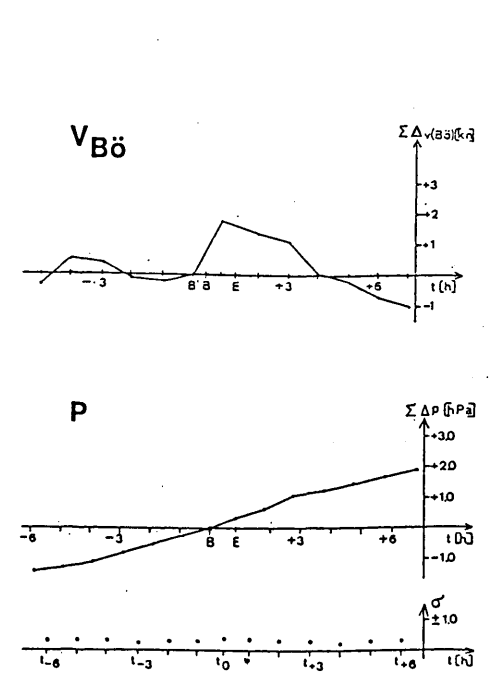
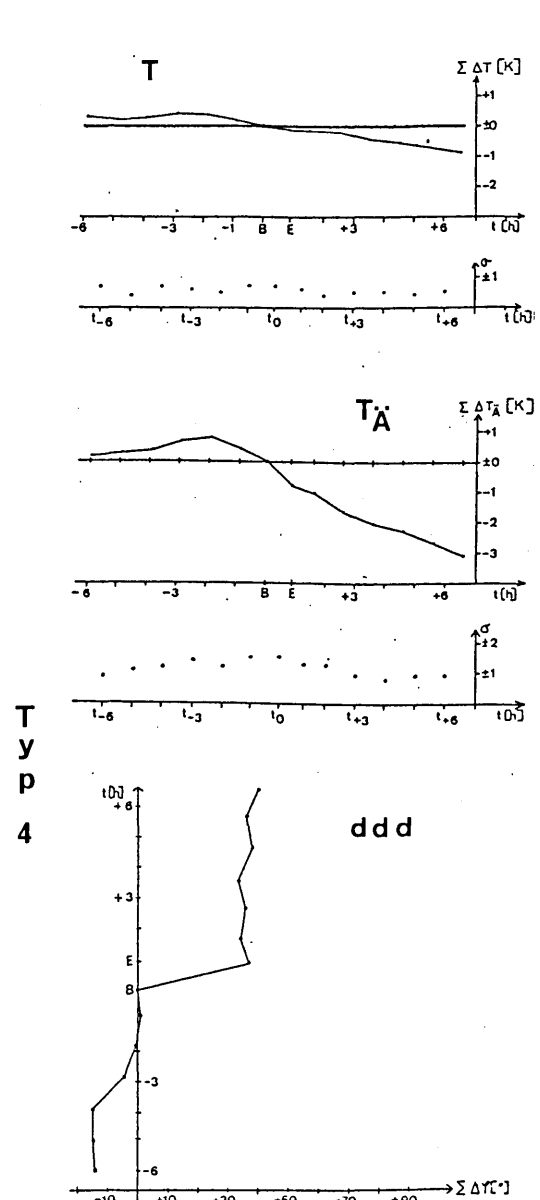
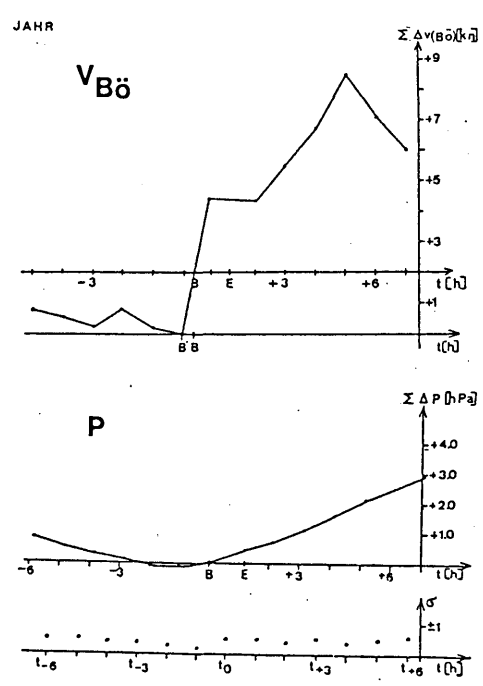
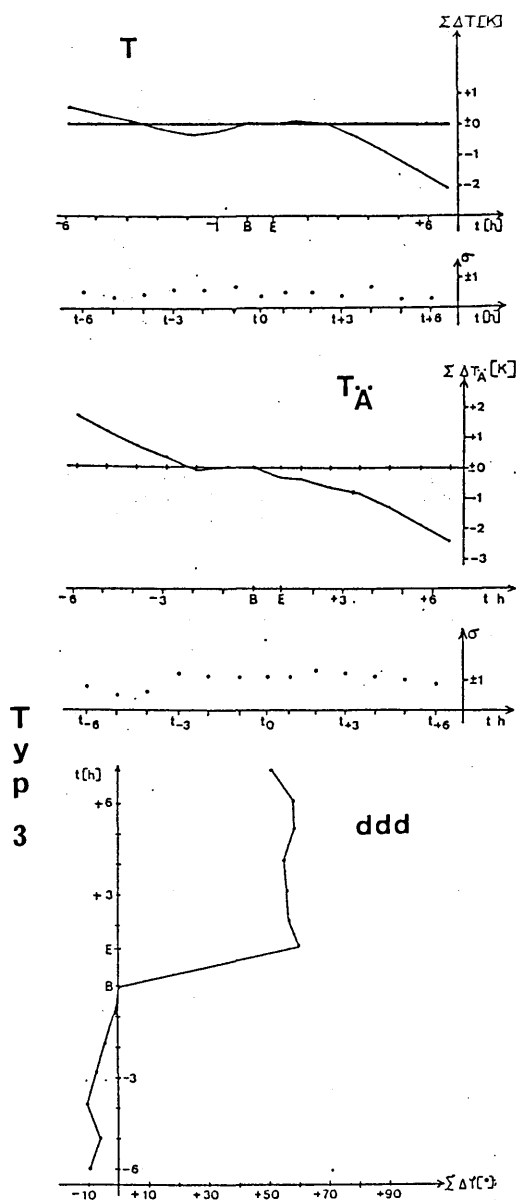
Eine getrennte Betrachtung von Sommer- und Winterfällen hat nur graduelle, aber keine essentiellen Unterschiede gezeigt.

Typ 1



Typ 2





Andreas Rhodin, Martin Dunst

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

In einem numerischen zweidimensionalen nichthydrostatischen Modell wird der Einfluß der turbulenten Impuls- und Wärmeflüsse in der Grenzschicht auf eine Kaltfront untersucht. Die Ergebnisse zeigen, daß die Reibung einen maßgeblichen Einfluß auf die Gestalt der Front hat und zu der beobachteten Schärfe und Struktur führt. Wenn die Breite der Übergangszone der synoptischen Front geringer ist als 100 km, so ist kein weiterer geostrophischer frontogenetischer Antrieb notwendig, um eine scharfe Bodenfront zu erzeugen. Im Einzelnen wurden folgende Effekte beobachtet und in Sensitivitätsstudien genauer untersucht:

1) Die Bodenfront verschärft sich signifikant aufgrund des reibungsbedingten konvergenten Windfeldes in der Grenzschicht. Sie verläuft bis in eine Höhe von 500 bis 1000 m vertikal und zeigt die Form eines Böenkopfes (Abb.1). Die Initialisierung der Frontstruktur geschieht durch die Spezifikation eines Wind- und Temperaturfeldes im geostrophischen Gleichgewicht. Bei der Simulation wurde kein geostrophischer Antrieb wie ein Dehnungs- oder Scherungsfeld angesetzt und die Frontogenese ist allein auf die Wirkung der Reibung zurückzuführen.

2) In Abhängigkeit von der im Modell vorgegebenen geostrophischen Windrichtung und Geschwindigkeit, der Temperaturdifferenz zwischen Warmluft- und Kaltluftmasse sowie der

Rauhigkeit des Untergrundes verändert sich die Neigung in den ersten 100 km hinter der Bodenfront. Diese bewegt sich entweder schneller mit abnehmender oder langsamer mit zunehmender Neigung (Abb.2). Die Front ist bestrebt einen Gleichgewichtszustand (BALL 1960, EGGER 1988) einzunehmen, der mit den oben angegebenen Parametern variiert.

3) Der turbulente Wärmeaustausch in der Grenzschicht hat im Allgemeinen einen frontolytischen Einfluß. Insbesondere bei Simulationen über einem Grund mit festgehaltener Oberflächentemperatur, wie er über See zu finden ist, werden die thermischen Kontraste stark geschwächt (Abb.3). Über "Land", bei begrenzter Wärmekapazität des Bodens und Berücksichtigung der Erwärmung des Bodens durch die Strahlung, kann der turbulente Wärmefluß zur Verstärkung der Frontogenese führen, wenn bei instabiler Schichtung die Grenzschichthöhe und damit die Konvergenz erhöht wird.

Die Modifikationen simulierter Fronten wird auch unter komplexeren, realistischen Randbedingungen wie im Verlauf eines Tagesganges oder bei Überschreitung einer Küstenlinie durch das Zusammenspiel dieser Mechanismen bestimmt und anhand dieser diskutiert.

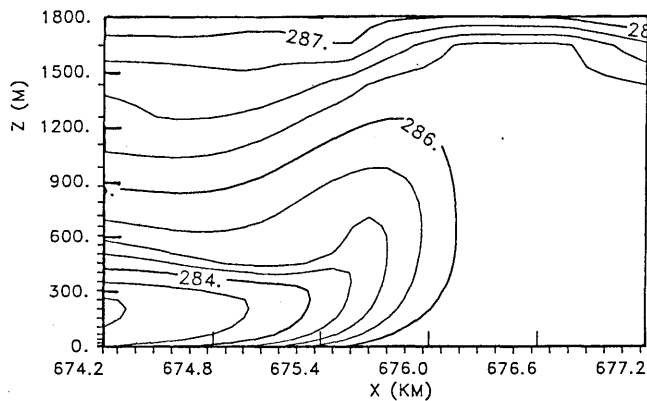


Abbildung 1) Feld der potentiellen Temperatur am Böenkopf (nichthydrostatisches Modell, horizontale Gitterweite $\Delta x = 100$ m, Abstand der Konturlinien 0.3 K)

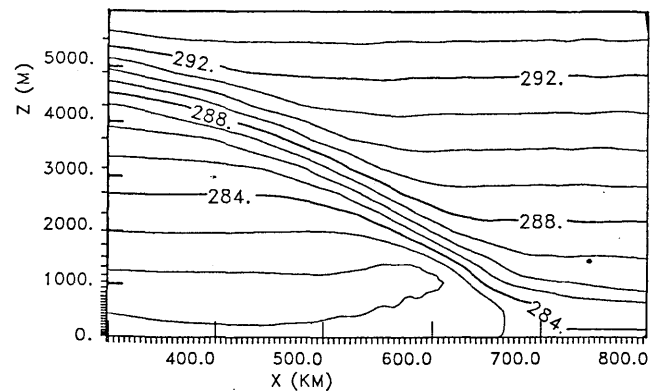


Abbildung 3) Potentielle Temperatur. Im Gegensatz zu Abbildung 2, in der der Wärmeaustausch mit dem Untergrund vernachlässigt wurde, ist er hier bei konstanter Bodenoberflächentemperatur berücksichtigt.

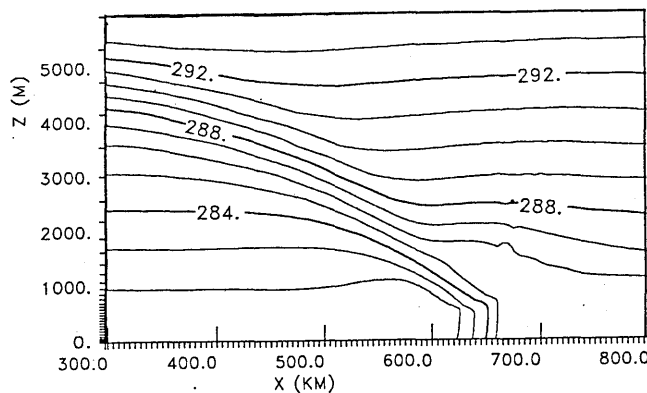


Abbildung 2a)

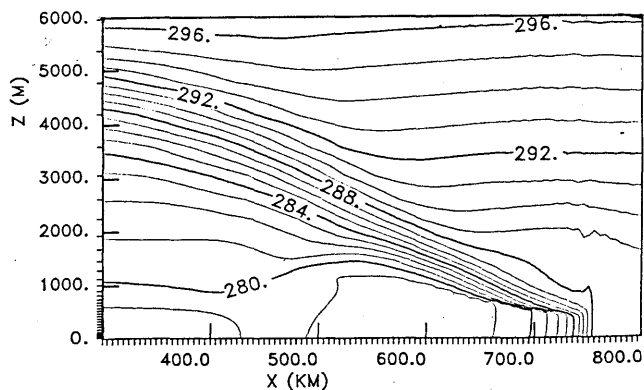


Abbildung 2b) Potentielle Temperatur nach 14 Stunden Simulation (hydrostatisches Modell, $\Delta x = 5$ km, Abstand der Konturlinien 1 K). Die beiden Abbildungen unterscheiden sich durch die Temperaturdifferenz zwischen Warm- und Kaltluftmasse bei der Initialisierung: a) $\Delta T = 5$ K. b) $\Delta T = 10$ K

Referenzen:

BALL F.K.: A theory of fronts in relation to surface stress.

Q.J.R.M.S 86 (1960) S.51-66

EGGER J.: Frictionally induced Circulations in Fronts.

Contr.Atmos.Phys. 61 (1988) 140-142

SIMULATION DER ENTWICKLUNG OROGRAPHISCH BEEINFLUSSTER FRONTEN MIT EINEM FRONT-SKALA MODELL

Jochen Kerkmann und Klaus Keuler

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

Auf dem Hügel 20, 5300 Bonn 1

1 EINLEITUNG

Zur Untersuchung frontaler Prozesse ist am Meteorologischen Institut in Bonn ein zweidimensionales numerisches Modell entwickelt worden. Es orientiert sich an Studien von Orlanski und Ross (1977), Keyser und Pecnick (1985) und Reeder und Smith (1987). Wir betrachten die Auswirkungen von Orographie und von verschiedenen großskaligen Antriebsfeldern auf die Zirkulationsstruktur an Fronten und deren Intensivierung und Verlagerung.

2 MODELLKONZEPTION

Bei dem Modell handelt es sich um ein zweidimensionales Gitterpunktsmodell, basierend auf den hydrostatisch und anelastisch approximierten primitiven Gleichungen in bodenfolgenden η -Koordinaten. Feuchte, diabatische Prozesse und Diffusion werden derzeit nicht berücksichtigt.

Das Modellgebiet umfaßt $2000 \times 15(20)$ km². Es wird auf einem versetzten Gitter (C-Gitter) mit 101×50 Gitterpunkten gerechnet. Die horizontale Auflösung beträgt 20 km.

Die Prognostischen Gleichungen für Impuls und Potentielle Temperatur werden mit expliziten, teils semiexpliziten 2-Niveau-Schemata behandelt.

Die Advektionsterme werden mit einem upstream-Verfahren nach Smolarkiewicz (1984) diskretisiert. Zur Einsparung von Rechenzeit wird eine "Splitting"-Technik nach Gadd (1978) verwendet. Die Ränder werden über Strahlungsrandbedingungen berechnet und zwar an den Seiten gemäß Hedley und Yau (1988) und am Oberrand nach Klemp und Duran (1983).

3 ANFANGSFELDER

Es sind verschiedene Fronten simuliert worden. Allen gemeinsam ist die Vorgabe eines Jets senkrecht zur Modellebene (v -Feld, parallel zur Front) und eines über die thermische Windgleichung balancierten Temperaturfeldes (Abb.1). Der Antrieb für diese Anfangsfelder kommt aus unterschiedlichen zonalen Windfeldern.

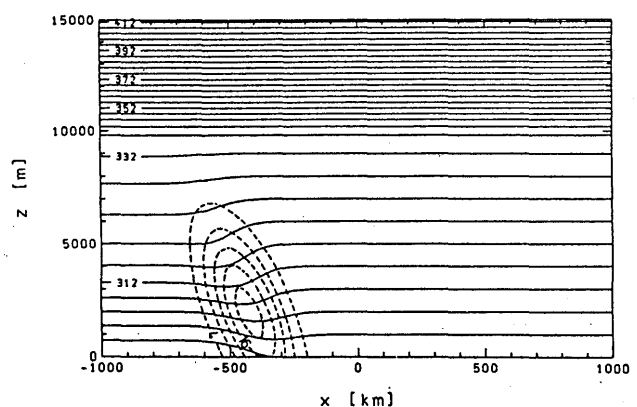


Abb. 1: Anfangsfelder für θ (durchgezogene Linien, $\Delta\theta=4$ K) und v (gestrichelte Linien, $\Delta v=4$ m/s).

- a) Homogenes u -Feld \Rightarrow rein advektive Frontverlagerung
- b) Konfluentes u -Feld \Rightarrow deformation-forcing ($\partial u / \partial x \cdot \partial \theta / \partial x$).
- c) Vertikal geschertes u -Feld mit frontparallelem Temperaturgradienten \Rightarrow "shearforcing" ($\partial v / \partial x \cdot \partial \theta / \partial y$).

Die verschiedenen Fälle wurden mit und ohne Berg gerechnet. Bei dem Berg handelt es sich um einen bell-shaped-mountain mit einer Halbwertsbreite von 100 km und einer Höhe von 1000 m.

Im folgenden sind einige Ergebnisse aus diesen Simulationen zusammengestellt.

4 SIMULATIONSERGEBNISSE

4.1 Die Front als Dichteströmung

Die differentielle frontparallele Temperaturadvektion im shearforcing-Fall (c) von warmer Luft im präfrontalen und kalter Luft im postfrontalen Bereich führt dazu, daß sich die Front – anders als im reinen Verlagerungsfall (a) – schneller verlagert, als es die frontsenkrechten Windgeschwindigkeiten hinter der Front erklären würden. Dieses Phänomen findet z.B. auch Garratt (1988) bei der Beobachtung australischer Kaltfronten mit starken frontparallelen Temperaturgradienten. Daraus ist zu folgern, daß Fronten, die ihren Antriebsmechanismus im shearforcing haben, keinesfalls als Dichteströmungen angesehen werden können.

4.2 Frontogenese am Berg

In den meisten Simulationen mit Berg wurde die Front auf der Bergvorder-

seite verzögert und abgeschwächt, während sie sich nach Überquerung des Berges regenerierte. Eine Ausnahme bildet der shearforcing-Fall. Hier ist keine nennenswerte Verlangsamung der Front auf der Bergvorderseite festzustellen, wohl aber eine starke Abschwächung des frontsenkrechten Temperaturgradienten (Abb. 2). Dafür kommt es auf der Leeseite – rund 150 km vor der herannahenden Front – zur Bildung einer neuen Front, die sich rasch intensiviert, während sie den Berg "hinunterläuft". Die Front "springt" also förmlich über den Berg.

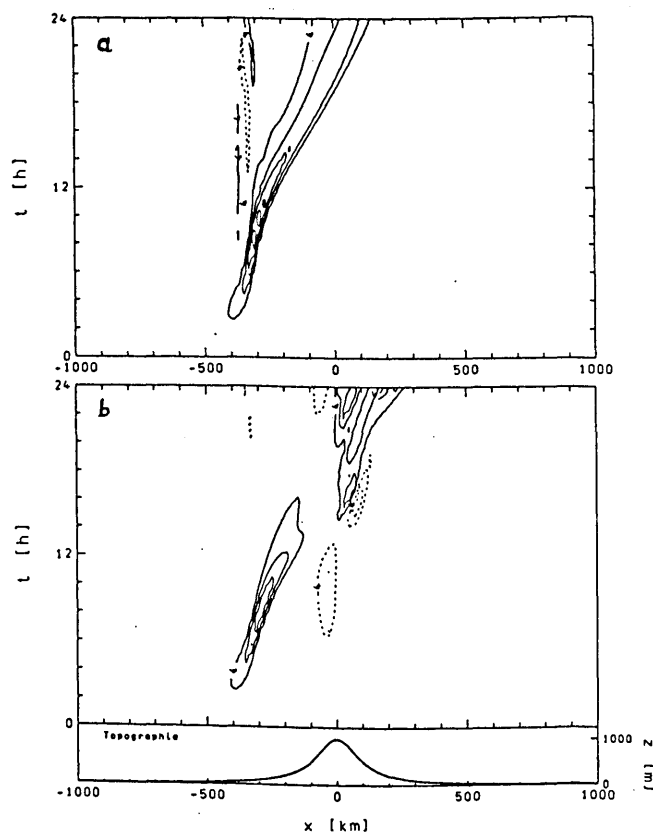


Abb. 2: Isopleten von $\partial \theta / \partial x$. Isolinienabstand 4 K/100 km. a) Simulation ohne Berg, b) mit Berg.

4.3 Gültigkeit der quasi-geostrophischen Approximation

Die Überprüfung der Gültigkeit der quasi-geostrophischen Approximation

bei der Simulation von Fronten erbrachte für den Fall mit shearforcing ohne Berg folgendes Ergebnis: Die Verteilung von geostrophischer und ageostrophischer Vorticity zeigt, daß das quasi-geostrophische Konzept auf Grund quantitativer Fehler von etwa 30% nur bedingt auf frontale Entwicklungen anwendbar ist. Die frontale Entwicklung würde von der quasi-geostrophischen Modellformulierung unterschätzt werden, wie Keyser und Pecnick (1985) ebenfalls festgestellt haben.

4.4 Einfluß der Quercirkulation auf die Bodenfrontogenese

Die Phasenlage von Gebieten maximaler Divergenz, Vorticity und Temperaturgradient am Boden bestimmt die Entwicklungschancen einer Front. Bei der Simulation einer gegebenen Front führen verschiedene forcings zu deutlichen Unterschieden im Einfluß auf die Bodenfrontogenese.

Beim shearforcing verschiebt sich das Gebiet maximaler Konvergenz im Laufe der Simulationszeit um einige hundert Kilometer vor die Bodenfront (Gebiet max. θ -Gradient), während anfänglich die Phasenverschiebung gering ist. Die Bodenfront unterliegt somit zunächst starker Frontogenese, die jedoch im späteren Stadium der Entwicklung abnimmt.

Beim deformationforcing liegt das Konvergenzmaximum der Quercirkulation am Anfang einige hundert Kilometer vor der Bodenfront und rückt im Laufe der Simulation näher an die Bodenfront heran. Dadurch wird die Frontogenese der konfluenten Grundströmung durch die Quercirkulation erst im

späteren Entwicklungsstadium der Front verstärkt.

5 LITERATUR

- GADD, A.J.: A split explicit integration scheme for numerical weather prediction. Quart. J. R. Met. Soc. 104 (1978), S. 569-582
- GARRATT, J.R.: Summertime Cold Fronts in Southeast Australia - Behavior and Low-Level Structure of Main Frontal Types. Mon. Wea. Rev. 116 (1988), S. 636-649
- HEDLEY, M.; YAU, M.K.: Radiation Boundary Conditions in Numerical Modeling. Mon. Wea. Rev. 116 (1988), S. 1721-1736
- KEYSER, D.; PECNICK, M.J.: A Two-Dimensional Primitive Equation Model of Frontogenesis Forced by Confluence and Horizontal Shear. J. Atmos. Sci. 42 (1985), S. 1259-1282
- KLEMP, J.B.; DURRAN, D.R.: An Upper Boundary Condition Permitting Gravity Wave Radiation in Numerical Mesoscale Models. Mon. Wea. Rev. 111 (1983), S. 430-444
- ORLANSKI, I.; ROSS, B.B.: The Circulation Associated with a Cold Front. Part I: Dry Case. J. Atmos. Sci. 34 (1977), S. 1619-1633
- REEDER, M.J.; SMITH, R.K.: A Study of Frontal Dynamics with Application to the Australian Summertime "Cool Change". J. Atmos. Sci. 44 (1987), S. 687-705
- SMOLARKIEWICZ, P.K.: A Fully Multidimensional Positive Definite Advection Algorithm with Small Implicit Diffusion. J. Comp. Phys. 54 (1984), S. 325-362

DER BÖENKOPF AN KALTFRONT UND DICTESTRÖMUNG

- EIN NUMERISCHER VERGLEICH

I. Bischoff-Gauß, F. Wippermann

Institut für Meteorologie, Technische Hochschule Darmstadt

Bei generelleren Untersuchungen der Kaltfront wird für diese oft die Front einer reinen Dichteströmung (gravity flow) betrachtet. Dies ist jedoch nur sehr bedingt zulässig, da sich beide stark voneinander unterscheiden. Im Gegensatz zur reinen Dichteströmung ($u_g=0$) wird nämlich unter der realen Kaltfront die vordere Begrenzung einer Kaltluftmasse verstanden, welche durch einen überlagerten großräumigen Druckgradienten ($u_g \neq 0$) in Bewegung gesetzt wird.

Für beide Fälle ist der Frontbereich mit dem Mesoscale-Modell FITNAH untersucht worden, welches, da nichthydrostatisch, die Verwendung auch sehr kleiner horiz. Maschenweiten Δx (z.B. 50m) gestattet. Die numerischen Integrationen wurden zweidimensional (in der Vertikalebene normal zur Front) durchgeführt, wobei sich am linken Modellrand ein sich ständig sofort wieder auffüllendes Kaltluftreservoir der Höhe h_c befindet.

Bei beiden Fronten bildet sich ein Böenkopf aus, der allerdings bei der Dichteströmung deutlich ausgeprägter ist. Die beiden Abbn. 2 u. 3 geben ein Beispiel. Eine Kaltluftmasse stößt in eine neutral geschichtete Warmluftmasse vor; die Rasterung bedeutet überall $\Theta = 290$ K, die Linien sind (potentielle) Isothermen im Abstand $\Delta\Theta = 0.1$ K. Das Kaltluftreservoir hat in beiden Fällen eine Höhe $h_c = 1250$ m und eine Temperatur von $\Theta = 288$ K. Die Laufzeiten betragen 15 bzw. 50 Min.

Während die vorstoßende Dichteströmung nach oben hinten angehoben wird und sich dann rückwärts einrollt, reckt sich bei der realen Kaltfront der Böenkopf nach vorne oben und reicht bis in die zwei- bis dreifache Höhe des Kaltluftreservoirs. Der Wirbel des Böenkopfes der Dichteströmung wird bei der realen Kaltfront sozusagen vom geostroph. Wind aufgerollt.

In beiden Fällen ist deutlich die Nase auszumachen, worunter derjenige Punkt zu verstehen ist, an dem die Kaltluft am weitesten nach vorne reicht. Bei der re-

alen Kaltfront liegt sie etwa 1600 m hoch und knapp 4 km vor der Bodenfront, während sie bei der Dichteströmung nur 125 m hoch und rund 250 m vor der Bodenfront liegt. Das Verhältnis h_N/h_H ist also in den beiden Fällen 0.56 bzw. 0.12, wobei h_H die Höhe des Böenkopfes ist. Es ist zu bedenken, daß die beiden Abbildungen wie auch die eben genannten Zahlen nur für eine ganz bestimmte Parameterkombination ($h_c, \Delta\Theta, u_g$) und natürlich auch Δx sowie die Integrationszeit t gelten. Die Lage der Bodenfront ist im vorliegenden Fall mit dem Kriterium bestimmt worden $\partial\Theta/\partial x = \max$.

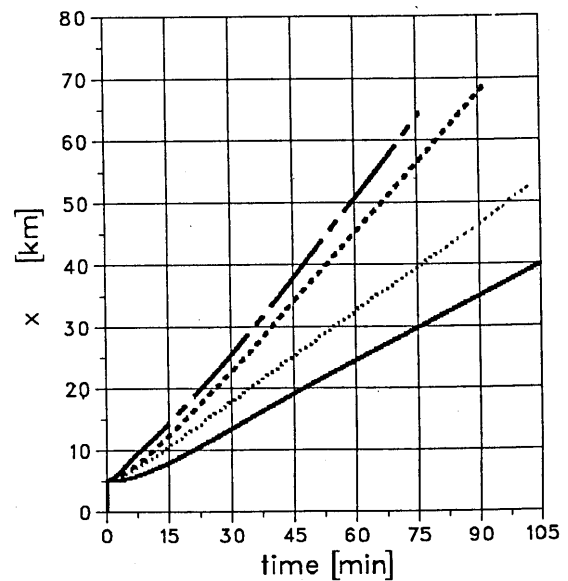
Dringt die vorstoßende Kaltluft nicht unter eine neutral geschichtete Warmluft (wie in Abbn. 2 u. 3), sondern eine stabil geschichtete Luftmasse, so stellt man fest, daß der Böenkopf sowohl bei der Dichteströmung als auch bei der realen Kaltfront weniger gut ausgeprägt ist. Die an der Oberkante erhöhte statische Stabilität dämpft die Vertikalbewegungen und mindert das "Einrollen". Auf der andern Seite ist die Ausbildung von Schwerewellen an der Oberkante ausgeprägter.

Einen ganz bedeutsamen Unterschied in den beiden Fronttypen findet man in der Verlagerungsgeschwindigkeit u_F . Die Abb. 1 gibt die Laufzeitkurven für die beiden (Boden-)Fronten, wobei in jedem Fall noch einmal unterschieden ist, ob es sich um eine neutral oder stabil geschichtete Warmluftmasse handelt. Man erkennt, daß für beide Fronten u_F bei einer neutralen Schichtung geringer ist als bei einer stabilen. Während im Falle der Dichteströmung u_F zwischen 4 - 5 m/s liegt, erreicht es für die reale Kaltfront 12.2 m/s (bei $u_g = 10.0$ m/s), liegt also noch 22% über dem "antreibenden" geostrophischen Wind.

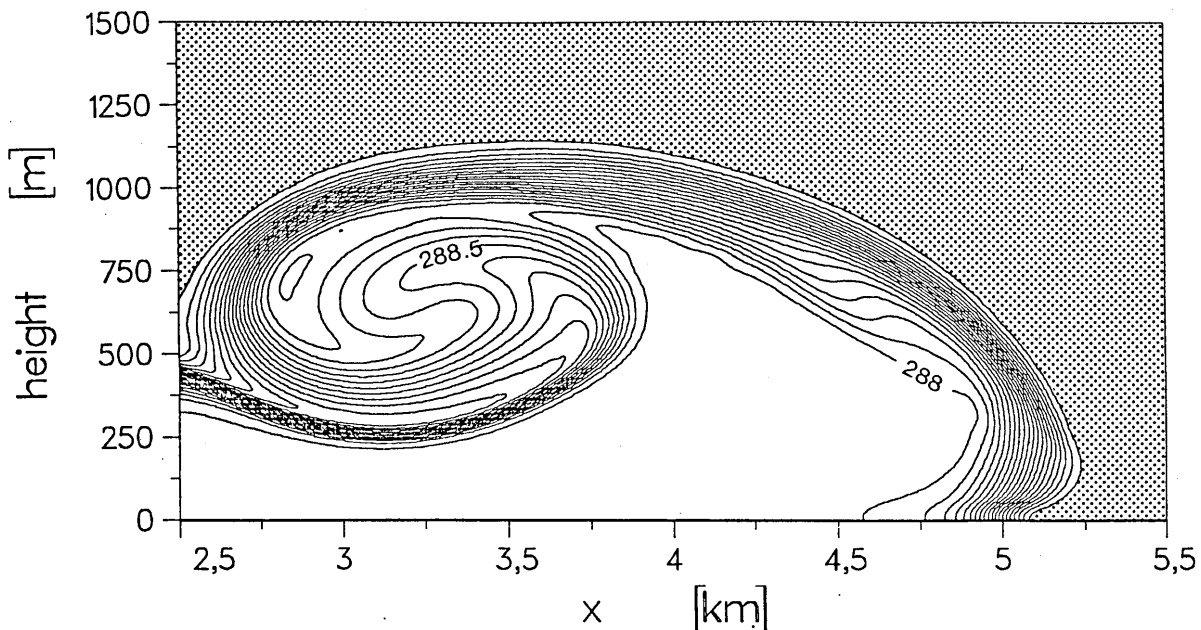
Unterhalb des hochgeschobenen Kopfes der realen Kaltfront befindet sich ein größerer Bereich mit labiler Schichtung, deutlich umfangreicher als bei der Dichteströmung; hier werden konvektive

Umlagerungen begünstigt. Überhaupt ist es interessant, im Bereich der beiden zu vergleichenden Fronten die unterschiedliche Verteilung des Schichtungsgleichgewichtes oder auch des turbulenten Diffusionskoeffizienten sich anzusehen, es muß allerdings aus Platzgründen unterbleiben.

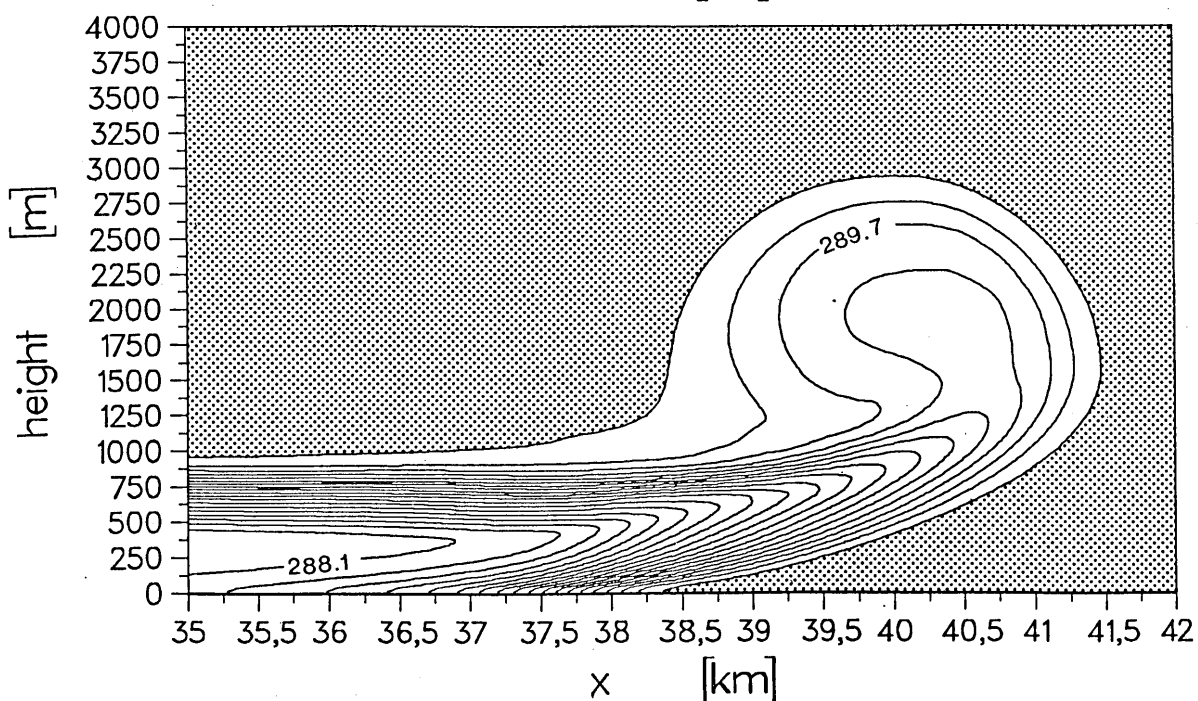
Abb.1: Verlagerung der Bodenfront. Untere Kurven für Dichteströmung (neutral bzw. stabil geschichtete Warmluft), obere Kurven für reale Kaltfront. Abb.2: Unter eine neutral geschichtete Warmluft vordringende Kaltluft (Dichteströmung, $u_g=0$). Abb.3: Wie Abb.2, jedoch für reale Kaltfront ($u_g=10$ m/s)



1



2



3

Ray G. Peterson

Institut für Meereskunde, Universität Kiel
Düsternbrooker Weg 20, 2300 Kiel

1 ZUSAMMENFASSUNG

Die beiden wichtigsten ozeanischen Fronten im Antarktischen Zirkumpolarstrom sind die Subantarktische Front und die Polarfront. Untersucht werden ihre räumlichen Strukturen und ihre Beziehung zu den Wassermassen des tiefen zentralen Südatlantiks und der nördlichen Drakestraße.

2 EINLEITUNG

Obgleich in den letzten Jahren viele hydrographische Informationen für den westlichen Südatlantik gewonnen wurden, gibt es noch keine räumlich kontinuierliche Beschreibung der Subantarktischen Front (SAF) und der Polarfront (PF). Aus historischen Daten wurden bisher nur geglättete Zirkulationsbilder erstellt (GORDON und MOLINELLI, 1982), in denen mesoskalige Phänomene wie zum Beispiel schmale Fronten unterdrückt werden.

3 DATEN

Die Analysen beruhen auf hydrographischen und XBT-Daten von vier neueren Expeditionen aus dem Gebiet 38°S bis 59°S und 25°W bis 67°W. Der Datensatz wird ergänzt durch Infrarot-Satellitendaten und Trajektorien von Oberflächendrifter.

4 ERGEBNISSE

Im Australwinter wird in der nördlichen Drakestraße und der westlichen Scotiasee Subantarktisches Modewasser von einer Region nördlich der SAF südwärts in das Gebiet zwischen die Fronten durch Wirbel transportiert. Die räumliche Entfernung zwischen SAF und PF nimmt östlich der Drakestraße dort stark zu, wo die SAF nordwärts in den Falklandstrom

dreht, während die PF hauptsächlich nach Nordosten orientiert ist. Sowohl im Winter als auch im Sommer liegt die SAF im Falklandstrom und reicht bis zur Brasil-Falkland-Konfluenzzone, wo die SAF schließlich wieder nach Süden dreht. Wasser aus der Polarfrontzone wird somit zusätzlich zu den Subantarktischen Wassermassen in die Konfluenzzone gebracht. Nördlich des Falklandplateaus dreht die SAF ostwärts und scheint mit der Polarfront nahe der Ewing-Bank zusammenzulaufen. Dort gehören zu den beiden Fronten intensive geostrophische Strömungen, die durch die Bodentopographie geführt werden. Eine Öffnung im Falklandrücken bei etwa 35°W erlaubt es diesem Strom, nach Süden in das Georgiabecken zu schwenken. Dort findet man eine quasipermanente antizyklonale Zirkulation. Die beiden Fronten verlaufen durch dieselbe Öffnung in das Argentinische Becken zurück, wo sie sich wieder in zwei klar getrennte Fronten aufspalten.

Die tiefreichende Schichtung in der Drakestraße weist wenig "interleaving" auf. Dies beruht auf dem schwachen Wasseraustausch, der über das Strömungssystem hinweg stattfindet. Nördlich des Falklandplateaus existiert jedoch häufig "interleaving" in allen Tiefen. Dies trifft besonders für die Nordseite der SAF zu, wo neugebildetes Antarktisches Zwischenwasser und Oberes Zirkumpolares Tiefenwasser in Kontakt mit älteren Wasserkörpern kommen, und außerdem dort, wo Nordatlantisches Tiefenwasser in Kontakt mit dem Zirkumpolaren Tiefenwasser gelangt. In der Brasil-Falkland-Konfluenzzone trennt sich das Nordatlantische Tiefenwasser von der westlichen Berandung. Dies hängt zusammen mit der

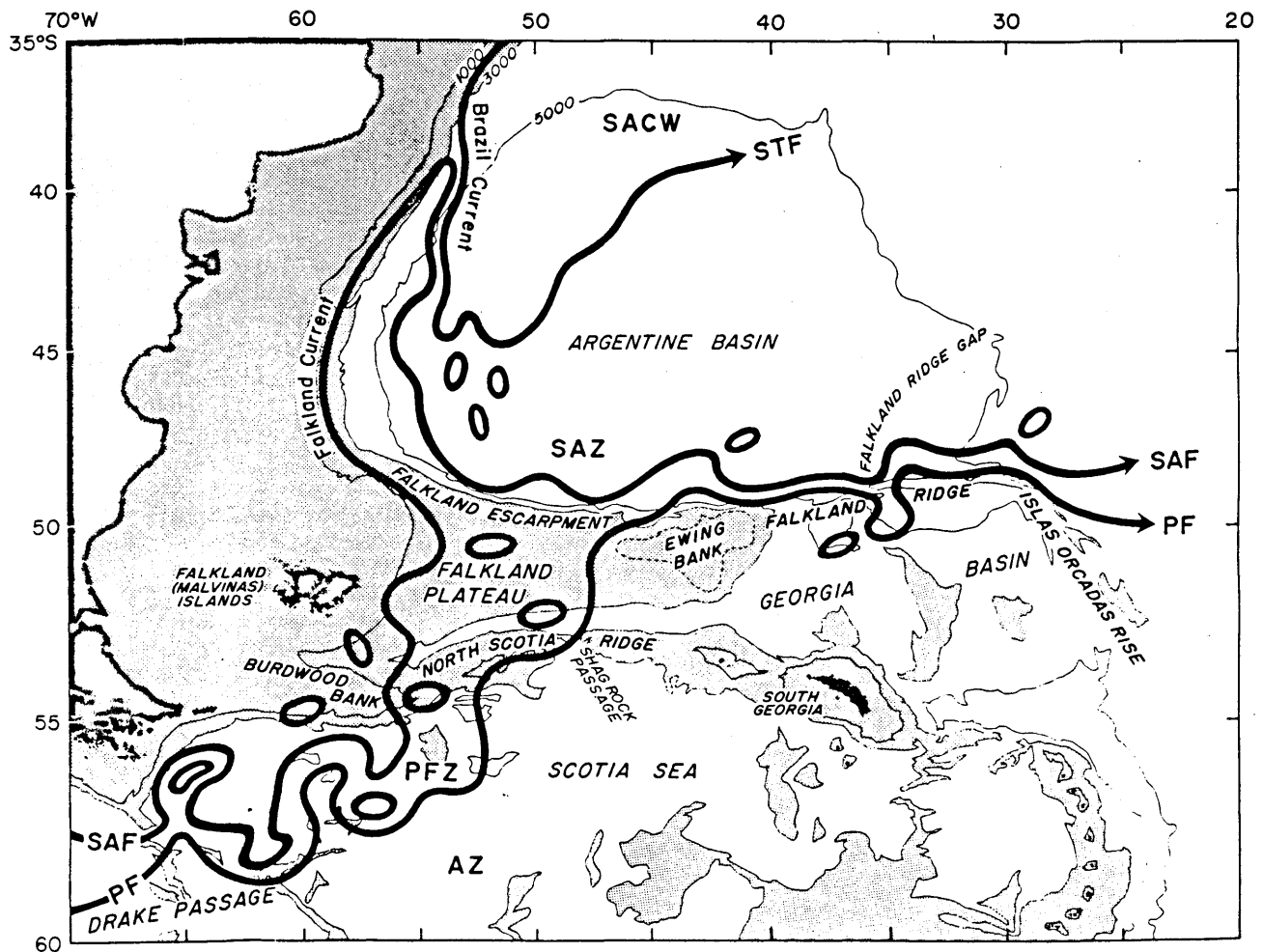


Abb.1 Die Verteilung der Wassermassen und Fronten der oberen Südwestatlantiks. Die Abkürzungen bedeuten: SACW - Südatlantisches Zentralwasser, STF - Subtropische Front, SAZ - Subantarktische Zone, SAF - Subantarktische Front, PFZ - Polarfrontzone, PF - Polarfront und AZ - Antarktische Zone (nach PETERSON und WHITWORTH, 1989).

Anwesenheit von Zirkumpolaren Tiefenwasser, das unter dem Falklandstrom nordwärts transportiert wird. Die Ergebnisse zu den Wassermassen und zu den Fronten des oberen Ozeans sind in Abb.1 in einem Schemabild zusammengefaßt.

5 SCHLUBBEMERKUNG

In dieser Untersuchung wurden quasi-synoptische Datensätze von vier Expeditionen mit überlappenden Meßregionen verwandt, um die Fronten zwischen der Drake-Straße und dem zentralen Argentinischen Becken zu kartieren und die Wassermassen des tiefen Südatlantiks zu bestimmen. Dabei wurden die verschiedenen Datensätze einzeln bearbeitet, um eine Mit-

teilung über diese teilweise nahe beieinander liegenden Fronten hinweg zu vermeiden. Erst danach wurden die Einzelergebnisse zu dem Schemabild (Abb. 1) zusammengefaßt.

LITERATURVERZEICHNIS

GORDON, A.L.; MOLINELLI, E.: Southern Ocean Atlas: Thermohaline and chemical distributions. Columbia University Press, New York (1982), 12 Seiten, 233 Tafeln.

PETERSON, R.G.; WHITWORTH III, T.: The Subantarctic and Polar Fronts in relation to deep water masses through the southwestern Atlantic. Eingereicht bei J. Geophys. Res. (1989).

DIAGNOSE DER VERTIKALZIRKULATION AN KALTFRONTEN - ERSTE ERGEBNISSE AUS FRONTEX -

J. Wefers, Ch. Stein und P. Speth

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

1 Einleitung

Das Wettergeschehen an Frontalzonen wird hauptsächlich von der Vertikalgeschwindigkeit geprägt. Daher werden die Prozesse, die zur Vertikalzirkulation an Fronten beitragen und frontogenetisch bzw. frontolytisch wirken, im vorliegenden Vorhaben untersucht. Als Arbeitshypothese dient u. a. das von BROWNING und MONK (1982) entwickelte Modell einer gespaltenen Kata-Kaltfront ('split cold front model').

2 Die Vertikalstruktur mitteleuropäischer Kaltfronten

Zunächst wurde die Vertikalstruktur der mitteleuropäischen Kaltfronten aus dem Zeitraum von August 1986 bis Juli 1987 untersucht. Dabei fanden Vertikalschnitte der potentiellen Temperatur und der Windgeschwindigkeit bei Betrachtung von drei verschiedenen Schnittlinien Verwendung. Radiosondenmessungen bildeten das Grunddatenmaterial für die hierzu unter Mitarbeit von Prof. Dr. Rainer Bleck/Miami durchgeführten Analysen auf isentropen Flächen mit quasihermitescher Interpolation.

Alle Gebilde, die in einem Vertikalschnitt über mindestens 200 hPa hinweg einen horizontalen Temperaturgradienten von wenigstens 7,5 K auf 300 km Entfernung aufweisen, wurden dabei als Fronten angesehen. Da in der Vertikalstruktur sehr unterschiedliche Formen auftreten, wurde folgende Einteilung der Fronten in verschiedene Klassen durchgeführt:

Typ A: Die Frontalzone verläuft durchgehend von der Tropopause bis zum Erdboden.

Typ B: Die Höhenfront (ausgehend von der Tropopause) und die Bodenfront sind voneinander getrennt.

Hier bietet sich eine Aufteilung in zwei Untergruppen an:

Bα: Die Bodenfront läuft der Höhenfront bezüglich einer fiktiven durchgehenden Frontalzone hinterher.

Bβ: Die Bodenfront läuft der Höhenfront nicht hinterher.

Typ C: Nur die Höhenfront erfüllt das geforderte Kriterium.

Typ D: Nur die Bodenfront erfüllt das geforderte Kriterium.

Typ E: Der Frontverlauf erfüllt nur in Teilen der mittleren Troposphäre das geforderte Kriterium.

Die Einteilung erfolgte jeweils in diejenige Klasse, der die Front während ihrer größten Intensität in Bezug auf den horizontalen Temperaturgradienten angehörte. Im Falle einer Abspaltung der Bodenfront von der Höhenfront im Laufe des Entwicklungsprozesses (d.h. bei einer Umwandlung von Typ A in Typ Bβ und/oder von Typ Bβ in Typ Bα) wurde die entsprechende Front zu jeweils beiden Klassen gezählt.

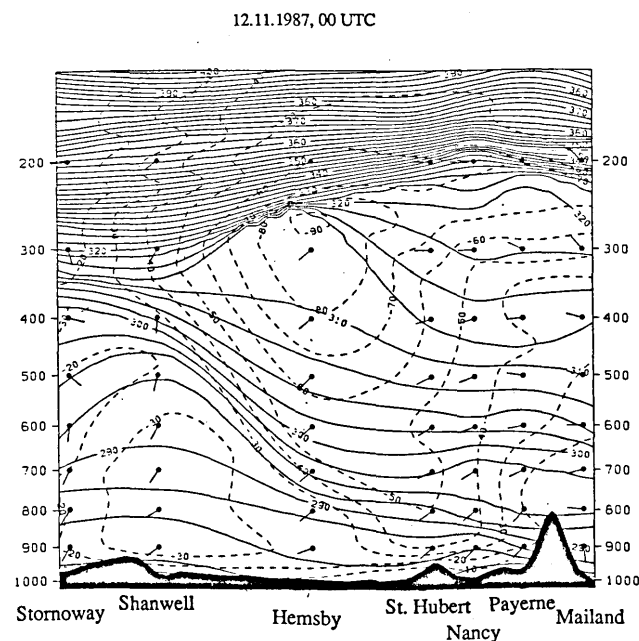
Die Verteilung aller 59 registrierten Fronten des ausgewählten Zeitraums auf die einzelnen Klassen liefert folgendes Bild:

Typ	A	Bα	Bβ	C	D	E
Anzahl	8	10	6	33	4	5

Da einige Fronten, wie oben bemerkt, mehrfach registriert sind, ist die Summe aus den einzelnen Fällen größer als 59. Die folgende Tabelle enthält die prozentualen Anteile, die während der verschiedenen Jahreszeiten auf die einzelnen Klassen entfielen:

Typ	A	Bα	Bβ	C	D	E
%-Anteil Gesamt	14	17	10	56	7	8
%-Anteil Sommer	9	72	45	18	0	0
%-Anteil Herbst	28	11	6	56	0	11
%-Anteil Winter	5	0	0	79	11	5
%-Anteil Frühjahr	9	0	0	55	18	18

Wie deutlich zu erkennen ist, weist die Mehrzahl aller untersuchten Frontensysteme vor allem im Winter nur in der oberen und mittleren Troposphäre einen deutlichen horizontalen Temperaturgradienten auf (Typ C). Systeme mit ausgeprägten thermischen Höhen- und Bodenfronten (Typen A und B) wurden dagegen fast ausschließlich in der Zeit von Mai bis Oktober beobachtet. Aus dieser Untersuchung ist ersichtlich, daß die meisten Fronten, zumindest in ihrer thermischen Struktur, entgegen der klassischen Vorstellung keinen durchgehenden Verlauf von der Tropopause bis zum Erdboden aufweisen.



Vertikalschnitt der 2. FRONTEX-Front von Nordschottland über Belgien nach Norditalien vom 12.11.1987, 00 UTC. Dargestellt sind Isentropen in K (durchgezogen) und Isotachen in Knoten (gestrichelt). An den Stationen gemessene Windrichtungen werden durch Windpfeile dargestellt. Ein Pfeil nach oben deutet auf Nordwind hin, ein Pfeil nach rechts gibt Ostwind an.

3 Das 'Deutsche Frontenexperiment 1987' (FRONTEx)

Um die Entwicklung der verschiedenen Frontarten (z.B. durch Erstellung von Analysen, Bestimmung des Q-Vektors, Berechnung der frontsenkrechten Vertikalzirkulation, Untersuchung des Einflusses der Orographie auf Frontogenese und Frontolyse) anhand eines sowohl zeitlich als auch räumlich verdichteten Meßnetzes, vor allem von Radiosondenstationen, zu untersuchen, fand das Frontenexperimentes der DFG statt. Dabei wurden fünf Kaltfronten über Deutschland, Österreich und der Schweiz mit Hilfe vieler Sonderstationen, die sich vor allem im Alpenvorland befanden, vermessen. Die einzelnen Untersuchungstermine lauten: 7.-9.10.1987, 11./12.11.1987, 13./14.11.1987, 18./19.12.1987, 20.-22.1.1988.

4 Frontogenesefunktionen und frontsenkrechte Sekundärzirkulation

Um Frontogenese, Frontolyse und die frontsenkrechte Sekundärzirkulation zu untersuchen, wurden mesoskalige numerische Analysen auf isentropen Flächen, die aus den Radiosondenmessungen des FRONTEx und aus Routinedaten erzeugt wurden, angefertigt. Die Analysen liegen auf einem Gitter mit ca. 80 km horizontaler Maschenweite und einer vertikalen Auflösung von 5 K vor. Als 'first guess' dienen die mit einer etwas grobmäschigeren Auflösung versehenen isobaren Analysen des ECMWF. Damit soll überprüft werden, ob das quasigeostrophische Konzept, das z. B. für die Erstellung von Frontogenesefunktionen (diese wurden von MILLER (1948) aufgestellt und u. a. von HOSKINS und DRAGHICI (1977) sowie SHAPIRO (1981) weiterentwickelt) angenommen wird, hier gültig ist.

Für die Überprüfung des quasigeostrophischen Konzepts wird der Q-Vektor herangezogen; er beschreibt die vektorielle Änderung der potentiellen Temperatur eines Partikels, das allein der geostrophischen Strömung folgt:

$$\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y) = \left(-\frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial x} \cdot \nabla \pi, -\frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial y} \cdot \nabla \pi \right)$$

mit $\pi = c_p (p/1000)^\kappa$ (Exner-Funktion)

HOSKINS, DRAGHICI und DAVIES (1978) entwickelten eine Differentialgleichung für die Vertikalgeschwindigkeit im isentropen Koordinatensystem durch den Q-Vektor. Basierend auf weiteren Arbeiten von HOSKINS und DRAGHICI (1977) und von MATTOCKS und BLECK (1986) wurde daraus die folgende Gleichung im θ -System abgeleitet, wobei die Vertikalbewegung als materielle zeitliche Änderung der Höhe der isentropen Fläche ausgedrückt wird:

$$-2 \nabla \cdot \mathbf{Q} = \left(\nabla^2 + f_0^2 \frac{\partial \theta}{\partial \pi_0} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \Omega$$

$$\text{mit } \Omega = \frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_g \cdot \nabla \pi = \frac{d\pi}{dt}$$

Der Q-Vektor beschreibt die beiden wesentlichen Antriebe der Vertikalbewegung innerhalb der quasigeostrophischen Theorie in einer Größe: die Erhaltung der geostrophischen Balance durch die Vertikalbewegung, die den horizontalen Temperaturgradienten verändert und die ageostrophische Bewegung, welche das vertikale Profil des Höhenwindes beeinflusst.

Anhand der eigenen isentropen Feldverteilungen des Q-Vektors und von $\text{div } \mathbf{Q}$ sowie Darstellungen der Akvektion absoluter Vorticity nach Analysen des DWD kann man am Beispiel der 2. FRONTEx-Front folgendes erkennen:

Konvergenz des Q-Vektors (\Rightarrow aufsteigende Luftbewegung) auf der Vorderseite der Kaltfront und Divergenz des Q-Vektors (\Rightarrow absinkende Luftbewegung) auf der Rückseite korrelieren gut mit der Advektion positiver und negativer absoluter Vorticity vor und hinter der Kaltfront. Am 12.11.1987, 12 UTC verläuft die Bodenkaltfront noch ca. 400 km nördlich der Alpen. Davor wird im Voralpenraum verstärkt positive absolute Vorticity advehiert, während gleichzeitig ein Maximum der Konvergenz des Q-Vektors auftritt. Im Bereich der Frontalzone findet man dagegen verbreitet positive Werte von $\text{div } \mathbf{Q}$, also absinkende Luftbewegung. Im Stau der Alpen hat die Baroklinität mit Herannahen des Höhentrogos zugenommen und damit das geostrophische Gleichgewicht gestört. Die Atmosphäre reagiert als Ausgleich über eine thermisch direkte Zirkulation quer zur Front, die man in diesem Fall als Gebiete von Divergenz und Konvergenz des Q-Vektors erkennen kann.

Unter Verwendung der oben beschriebenen Analysen und des Q-Vektors wird weiterhin über eine Stromfunktion aus der numerischen Lösung der Frontogenesegleichungen in isentropen Koordinaten (HOSKINS und DRAGHICI, 1977) die frontsenkrechte Sekundärzirkulation berechnet. Als Ergebnisse werden ähnliche Strukturen wie bei SHAPIRO (1981) bzw. KEYSER und SHAPIRO (1985) mit zwei entgegengesetzten Zirkulationszellen (einer direkten Zirkulation im unteren Bereich der Frontalzone und einer indirekten Zirkulation in ihrem oberen Bereich) erwartet.

5 Ausblick

Da die Bodenfront bei gespaltenen Kata-Kaltfronten vor allem durch das Feuchtefeld erkennbar ist, müssen auch Feuchtegrößen in die Vertikalschnitte eingebracht werden. Weiterhin soll über die Diagnose der frontsenkrechten Sekundärzirkulation festgestellt werden, ob sich die von BROWNING und MONK (1982) beschriebenen Absinkprozesse hinter der Höhenfront bestätigen lassen. Da die Entwicklung von Fronten stark von der Vertikalzirkulation beeinflusst wird, ist diese Diagnose auch ein wesentliches Hilfsmittel, Frontogenese- und Frontolyseprozesse an Fronten, insbesondere bei auftretenden Modifikationen durch die Orographie, besser zu verstehen.

6 Literatur

- Browning, K. A.; Monk, G. A.: A simple model for the synoptic analysis of cold fronts. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 108 (1982), S. 435-452.
- Hoskins, B. J.; Draghici, I.: The forcing of ageostrophic motion according to the semi-geostrophic equations and in an isentropic coordinate model. *J. Atmos. Sci.* 34 (1977), S. 1859-1867.
- Hoskins, B. J.; Draghici, I.; Davies, H. C.: A new look at the ω -equation. *Quart. J. R. Met. Soc.* 104 (1978), S. 31-38.
- Keyser, D.; Shapiro, M. A.: A review of the structure and dynamics of upper-level frontal zones. *Mon. Wea. Rev.* 114 (1985), S. 452-499.
- Mattocks, C.; Bleck, R.: Jet streak dynamics and geostrophic adjustment processes during the initial stages of lee cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.* 114 (1986), S. 2033-2096.
- Miller, J. E.: On the concept of frontogenesis. *J. Meteor.*, 5 (1948), S. 169-171.
- Shapiro, M. A.: Frontogenesis and geostrophically forced secondary circulations in the vicinity of jet stream-frontal zone systems. *J. Atmos. Sci.*, 38 (1981), S. 954-973.

METEOROLOGISCH-LUFTCHEMISCHE UNTERSUCHUNGEN VON FRONTEN IM NORDALPINEN GEBIRGSRAUM

H. Müller und R. Sladkovic

Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung, Kreuzeckbahnstr. 19
8100 Garmisch-Partenkirchen

1 Einleitung

Das Fraunhofer-Institut für Atmosphärische Umweltforschung (IFU) untersucht im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogramms "Fronten und Orographie" die räumliche und zeitliche Struktur von Fronten am Alpennordrand unter Einbeziehung luftchemischer Größen (Luftmassentracer). Nachfolgend werden einige Ergebnisse vom Deutschen Frontexperiment 1987 diskutiert, an dem das IFU mit seinem meteorologisch-luftchemischen Stationsnetz im bayerischen Alpenraum, zwei temporären Radiosondenstationen im Loisachtal sowie mehreren mobilen Druckmeßstationen im Voralpenland aktiv beteiligt war.

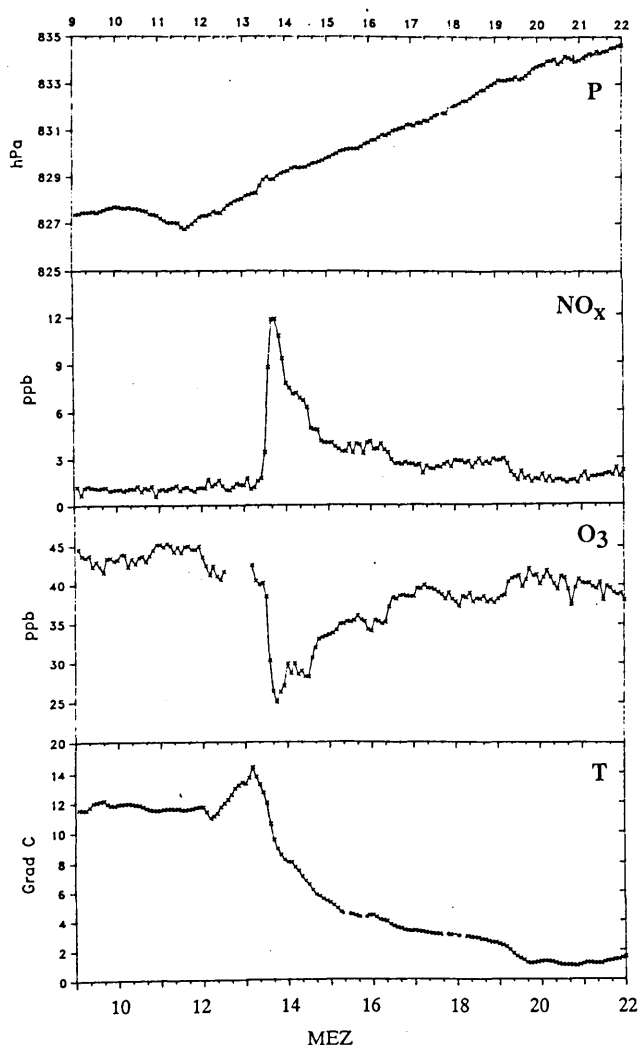


Abb. 1: Verlauf von Luftdruck (P), Stickoxide ($\text{NO}_x = \text{NO} + \text{NO}_2$), Ozon (O_3) und Temperatur (T) am 8.10.1987 (Front A) an der Station Predigtstuhl (5 Minuten Mittel). Beispiel für abrupte Änderungen der Spurengaskonzentrationen bei einem Kaltfrontdurchgang - hier Ankunft einer relativ verschmutzten (stickoxidbeladenen, ozonarmen) Luftmasse.

2 Spurengasmessungen

An den 6 IFU-Meßstationen (Hochgrat: 1710 m, Garmisch-Partenkirchen: 735 m, Wank: 1780 m, Zugspitze: 2960 m, Bad Reichenhall: 495 m, Predigtstuhl: 1615 m) werden im Rahmen eines Monitoring-Programms meteorologische, aerosolphysikalische und luftchemische Messungen sowie Messungen zur Niederschlagschemie durchgeführt. Routinemäßig fallen dabei Halbstundenmittel an, doch wurden die Meßgrößen während der Frontexperimente auch in Minutenauflösung erfaßt.

Da sich die Konzentration vieler Spurengase bei Luftmassenwechsel extrem ändern, können Spurengasmessungen zusätzliche Erkenntnisse über die mit Fronten verbundenen Prozesse liefern. Abb.1 zeigt als Beispiel für markante Konzentrationsänderungen des Ozons (Abnahme) und der Stickoxide (Zunahme) den Kaltfrontdurchgang auf dem Predigtstuhl am 8.10.1987 (Front A). Hier gelangen relativ verschmutzte (stickoxidbeladene, ozonarme) Luftmassen an die Station. Bei Zufuhr von extrem reiner Luft beobachtet man hingegen oft eine abrupte Zunahme des Ozons, wie beim Kaltfrontdurchgang am 19.12.1987 (Front D) an den Stationen im Raum Garmisch-Partenkirchen zu sehen ist (Abb.2).

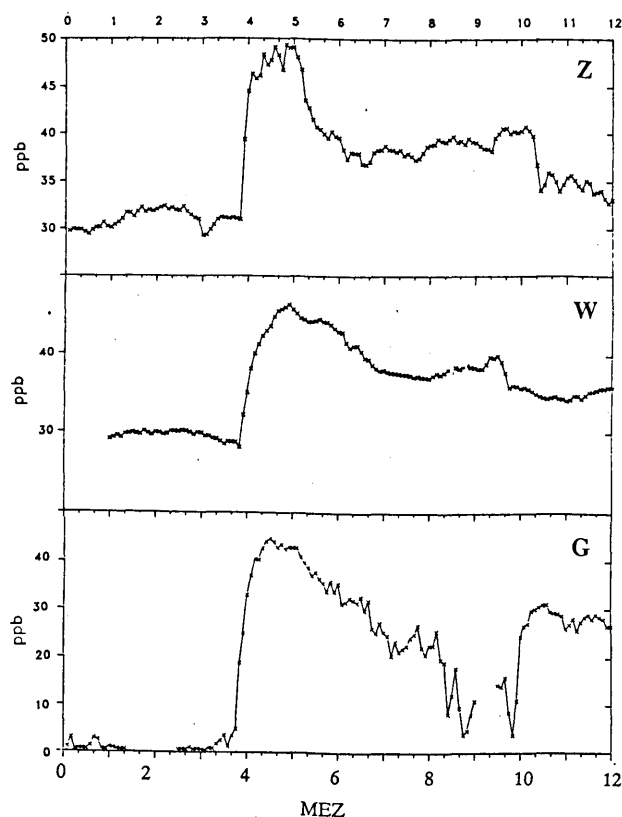


Abb. 2: Verlauf der Ozonkonzentration am 19.12.1987 (Front D) an den Stationen Zugspitze Z, Wank W und Garmisch G (5 Minuten Mittel). Beispiel für Zufuhr von extrem reiner, ozonreicher Luft aus der mittleren Troposphäre nach der Kaltfrontpassage.

3 Orographische Effekte

Erste Ergebnisse - insbesondere zu den ähnlich gelagerten Fällen vom 8.10.87 und 12.11.87 (Beendigung von Föhnlagen durch wenig wetterwirksame Fronten) - lassen orographische Effekte bei den Frontdurchgängen im Raum Garmisch-Partenkirchen deutlich erkennen. So wird in beiden Fällen beobachtet, daß die Frontpassage auf der Zugspitze erst um Stunden später als im Tal erfolgt: Wettersteinmassiv und vorgelagerte Berge wirken als Barriere für die im Voralpenland von West nach Ost vorrückende Front. Anhand des Falles 8.10.87 seien die Verhältnisse kurz dargelegt.

Im Talbereich macht sich der Frontdurchgang im Windfeld bis ins Wankniveau durch einen drastischen Richtungssprung bemerkbar: hier werden die über dem Voralpenland in der Kaltluft vorherrschenden Westwinde durch den Kanalisierungseffekt des Loisachtals in nördliche (Wank) bzw. östliche (IFU/Tal) Strömungen umgelenkt (Abb.3). Mit dem Windsprung ist an der Station Wank - ähnlich wie auf dem Predigtstuhl - ein markanter Rückgang der Ozonkonzentration und gleichzeitiger Anstieg der NO_x -Konzentration verbunden, d.h. hinter der Front gelangt relativ verschmutzte Luft durch Advektion (Nordströmung) und intensiven Vertikalaustausch (innerhalb der Frontalzone) an die Station (Abb.4).

Vor allem zwei Anzeichen sprechen dafür, daß die in den unteren Schichten deutlich sichtbare postfrontale, nördliche (bzw. östliche) geführte Strömung die obere Strömung beeinflusst. Der erste Hinweis hierfür ist eine drastische Abschwächung der auf der Zugspitze beobachteten Südströmung, die mit dem Frontdurchgang im Tal beginnt und sich bis zur "Quasi-Windstille" (charakteristisches Windminimum unmittelbar vor der Frontpassage in der Höhe) fortsetzt (Abb.3). Der zweite Hinweis besteht darin, daß diese präfrontale Phase mit Windabschwächung ohne Richtungsänderung mit einer kräftigen Abnahme der Ozon-Konzentration auf der Zugspitze gekoppelt ist (Abb.5). Beide Phänomene deuten darauf hin, daß die im Tal von Norden vorrückende Kaltluftmasse in den zur Zugspitze führenden Tälern (Höllental, Reintal) und an den Hängen des Wettersteingebirges aufgleitet und so verschmutzte, ozonarme Luft durch erzwungenen Vertikaltransport und Entrainmentprozesse bis ins Zugspitzniveau gelangt. Erst mit dem Frontdurchgang in der Höhe - verstärkte Temperaturabnahme, Winddrehung auf West, anhaltender Luftdruckanstieg - geht die Ozonkonzentration abrupt wieder in ihr Ausgangsniveau zurück. An diesem Fall ist die Bedeutung der Spurengase als Luftmassentracer besonders gut ersichtlich.

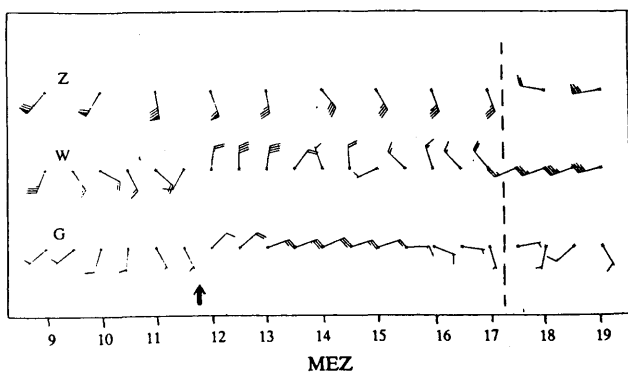


Abb. 3: Verlauf der Windgeschwindigkeit an den Stationen Zugspitze (Z), Wank (W) und Garmisch (G) am 8.10.1987. Mit dem Frontdurchgang (Pfeil) dreht der Wind in den beiden unteren Niveaus auf nördliche (Wank) bzw. östliche (IFU/Tal) Richtungen (Kanalisierungseffekt des Loisachtals). Auf der Zugspitze wird die Südrichtung - unter Abschwächung des Windes - auch nach dem "unteren" Frontdurchgang beibehalten: die Drehung auf West erfolgt erst um Stunden später (gestrichelte Linie). Zugspitze-Daten: stündliche 10 Minuten Mittel (DWD), IFU-Stationen: 30 Minuten Mittel).

Legende: 1 Fieder 2m/s; Dreieck 10 m/s.

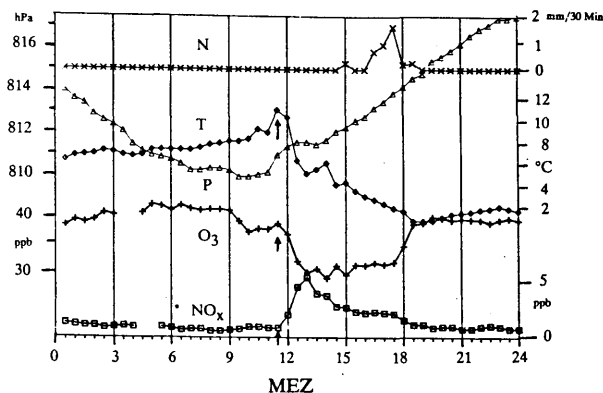


Abb. 4: Verlauf von Niederschlag (N), Temperatur (T), Luftdruck (P), Ozon (O_3) und Stickoxide (NO_x) am 8.10.1987 an der Station Wank (30 Minuten Mittel). Der Frontdurchgang ist durch Pfeile gekennzeichnet.

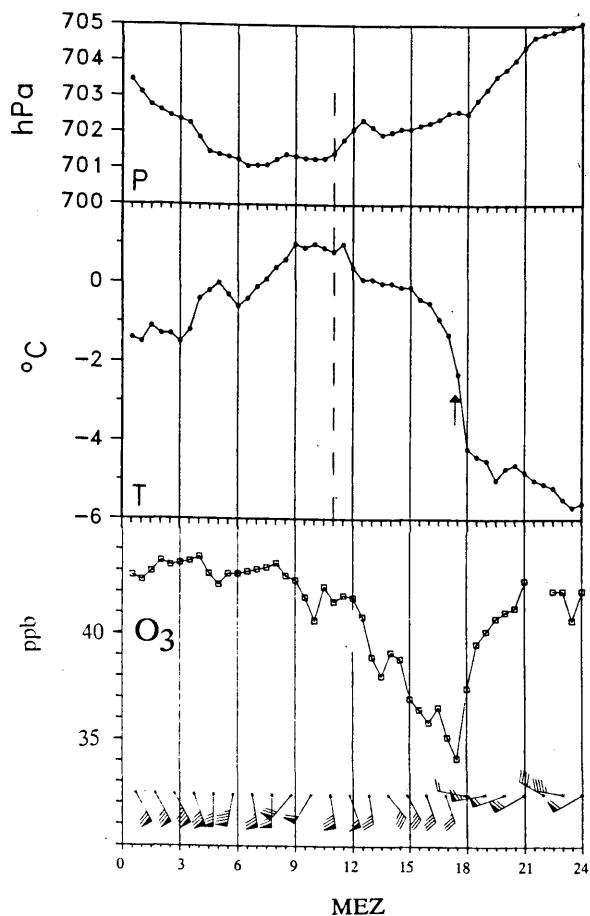


Abb. 5: Verlauf von Luftdruck (P), Temperatur (T), Ozon (O_3) und Windgeschwindigkeit am 8.10.1987 an der Station Zugspitze. Die Ozonkonzentration beginnt vom Zeitpunkt des "unteren" Frontdurchgangs (gestrichelte Linie) an - trotz unveränderter Windrichtung - stark abzufallen. Erst mit dem "oberen" Frontdurchgang - verstärkte Temperaturabnahme (Pfeil), Winddrehung auf West - wird der Ozoneinbruch beendet. Winddaten: stündliche 10 Minuten Mittel (DWD).

DAS MÜNCHENER HAGELGEWITTER VOM 12. JULI 1984 - EIN AUSSERGEWÖHNLICHES FRONTALES WETTEREREIGNIS!

Manfred Geb

Institut für Meteorologie der Freien Universität Berlin

1 EINFÜHRUNG

Das Münchener Hagelgewitter war ein außergewöhnliches Wetterereignis, das als Ganzes nicht allein den Münchener Raum betraf, sondern einen 100-300 km breiten Streifen, der von der Schweiz über Südbayern und die ČSSR bis nach Polen reichte. Der synoptische Ablauf dieses Ereignisses wurde u.a. von HEIMANN und KURZ (1985) bzw. KURZ (1985) ausführlich untersucht, ohne daß dabei auf die Rolle der dominierenden frontalen Struktur näher eingegangen worden wäre.

Dies soll nunmehr nachgeholt werden. Basis dazu ist das dreidimensionale Frontenmodell in der von GEB (1983) angebotenen Interpretation, womit auch in der aktuellen Berliner Wetterkarte der Wetterablauf vom 10.-14. Juli 1984 für Boden, 850 und 500 hPa mit Blick auf die kontinuierliche Involvierung der Hauptfrontalzone in das Wettergeschehen rund um die Alpen einwandfrei dargestellt wurde.

2 SYNOPTISCHE ENTWICKLUNG VOM 9. BIS 13.7.1984

Das Münchener Hagelgewitter wurde ausgelöst durch eine seltene aber nicht zufällige Koinzidenz wetterwirksamer Faktoren:

2.1 Großwetterlage 500 hPa: Mitteleuropa lag auf der Vorderseite eines ausgeprägten und bis nach 30°N reichenden Trogess der hemisphärischen Wellenzahl 7, der mit 5° Länge (350 km) pro Tag vom Ostatlantik ostwärts wanderte und dabei Luftmassen polaren Ursprungs (m_P , m_{P_S}) von Westen heranzuführte.

2.2 Extreme Warmluftmasse: Auf der Vorderseite des o.g. Trogess wurde von Nordafrika her kontinentale Heißluft (cT) nordnordostwärts transportiert; diese nahm über dem Mittelmeer

in die Grenzschicht Feuchtigkeit auf ($\rightarrow xT$) und traf somit latent labil geschichtet ab 10. Juli in Mitteleuropa ein.

2.3 Extreme Frontalzone: Folgerichtig entwickelte sich im hyperbaroklinen Bereich zwischen den extrem temperierten und hochreichenden Luftmassen in der SW-NE orientierten Frontalzone ein maximaler thermischer Wind, der sich nahe der Tropopause in 12 km Höhe auf 200 km h^{-1} summierte. Diese Frontalzone war als Struktur fest an die Vorderseite des o.g. Trogess gebunden und verlagerte sich demgemäß vom 10. bis 13. Juli vom westeuropäischen Küstenbereich nach Zentraleuropa.

2.3.1 Frontale Wellen in der Frontalzone: Sie entwickelten sich in nahezu perfekter Übereinstimmung mit der Theorie von einem Initialpunkt aus, der 1/4 Wellenlänge stromabwärts der Trogachse 2.1 lag; mit deren Ostwärtsverlagerung wanderte auch der Initialpunkt von Südwest- nach Zentraleuropa.

2.4 Starker troposphärischer SW-Wind auch oberhalb der bodennahen Warmluftmasse xT : Dieses nach dem einfachen Luftmassen- und Frontenmodell "unmögliche" Phänomen kann als Folge des "Einschmelzens" multipler Frontenstrukturen in Bodennähe und des polwärts gerichteten Drehimpulstransports innerhalb der Warmluft gedeutet werden. Es ermöglicht signifikante Advektion von Vorticity und Temperatur direkt oberhalb der latent labilen unteren Warmluftmasse xT .

2.5 Wechselwirkung der bodennahen Frontenstruktur mit den Alpen:

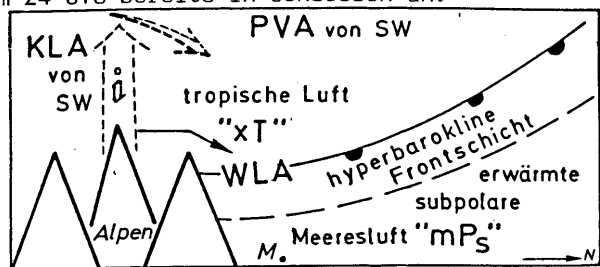
2.5.1 "Einfangen" der am 12. Juli 00 UTC von Westen heranziehenden bodennahen Kaltfront in einer alpenparallelen Position nördlich des Alpenhauptkamms (vergl. Abb. 1a,b).

2.5.2 Bei Betrachtung der alpinen Boden-

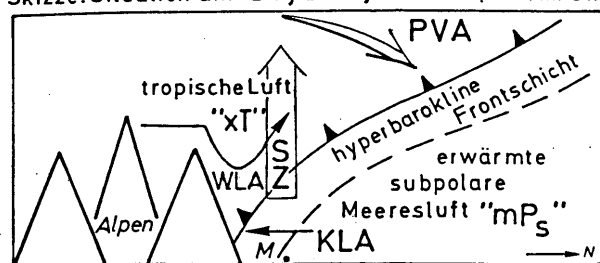
wetterkarte vom 12. Juli 06 UTC könnte infolge des typischen Informationschaos der subjektive Eindruck von "Frontolyse" entstanden sein.

2.5.3 In der Tat hatte sich die dreidimensionale Front insoweit deformiert, als zwischen Boden und 700 hPa der Neigungswinkel der Front gegen 0 ging: in 850 hPa schleifte die Front an den Nordalpen, in 700 hPa verlief sie weitab auf der Linie Payerne-Prag.

2.6 Entwicklung der nächsten frontalen Welle am 12. Juli: Nach der Theorie (vergl. 2.3.1) müßte sich die nächste Welle an der Hauptfrontalzone um 12 UTC bei 6°E im Westalpenbogen befinden bzw. dort entwickeln. In Luv dieses hohen Gebirges ist allerdings zyklonale Entwicklung nicht möglich; dazu bot sich bei einer Generalströmung aus Südwest leewärts das Gebiet südlich des Bodensees an. Tatsächlich zeigten die detaillierten Untersuchungen von HÖLLER und REINHARD (1986), daß sich zwischen 13 und 15 UTC über der Schweiz konvektive Niederschlagsstrukturen entwickelten, die längs der Frontalzone in einem Streifen nach NE zogen, der beiderseits durch den Schnitt der Front mit 700 hPa (Payerne) bzw. 850 hPa (Gütsch) begrenzt wurde. Gegen 17 UTC entwickelte sich in diesem Streifen über dem Allgäu die "Superzelle", die 1 Stunde später München erreichte. Bis 18 UTC hatte sich die frontale Welle am Alpennordrand als kleines Tief organisiert; dies passierte um 18 UTC den Hohenpeißenberg (Abb. 1b,c) und kam um 24 UTC bereits in Schlesien an.



Skizze: Situation am 12.7.12UTC; i: Initialpunkt im SW



Skizze: Situation am 12.7.18UTC; SZ: Superzelle

3 ZUR MESOSKALIGEN ENTWICKLUNG AM 12.7. NACHM.

3.1 Zum Raum: Die gesamte mesoskalige Entwicklung fand im Kernbereich der xT-Masse statt, die in 1500-4000 m Höhe aus den Alpen herausströmte und das Gebiet maximaler bedingter Labilität markierte (vergl. Skizzen). Die Superzelle entwickelte sich ca. 40 km leewärts des nördlichen Alpenabhangs stromabwärts der Öffnung des Rheintals (Gebiet max. Gewitterhäufigkeit n. PELZ 1984).

3.2 Zur Tageszeit: Die aus den Nordalpen in 1500-4000 m Höhe nordwärts wehende Luft erreichte zwischen 15 und 18 UTC ihren max. Energiegehalt (\bar{T}_{ps} Zugs Spitze: 65°C).

3.3 Mitwirkung der oberen Troposphäre: Um 12 UTC hatte im kritischen Gebiet oberhalb der xT zwischen 500 und 300 hPa räumlich begrenzt Kaltadvektion eingesetzt. Die Herkunft des hochtroposphärischen Kältezentrums über der Schweiz muß noch geklärt werden (vergl. 2.4).

3.4 Starker Hagel: Als typische synoptische Bedingungen wurden von DESSENS (1986) für Aquitanien u.a. genannt: Sommer; schwache Bodenwinde; ungewöhnlich starke südwestliche Höhenwinde: $\overline{v}_{max} = 160 \text{ km h}^{-1}$, dabei Windscherung in Windrichtung. Hageleinsatz ab 30 km nördlich des Pyrenäen-Abhangs.

4 VORLÄUFIGE SCHLUSSBETRACHTUNG

Diese Kurzfassung beruht auf einer Untersuchung aller troposphärischen Stufen, wobei 850 hPa in Abb. 1 dokumentiert: Niedertroposphärischer Warmlufteinschub aus den Nordalpen führt zur Ausbildung eines "konvektiven frontalen Wellentiefs". Der Grund dafür liegt auf der Hand: organisiertes Aufgleiten wird überspielt, sobald es in extrem feuchtlabiler Warmluft zu konzentrierter Gewitterherd-Bildung gekommen ist. Der Gedanke, eine Superzelle könne die dreidimensionale Frontalzone "auflösen", ist allerdings unrealistisch. Gleichsam zum Beweis wiederholte sich am 13. Juli an derselben Front die Bildung eines konvektiven frontalen Wellentiefs in Lee der Ostalpen mit Zugbahn nach Westrußland.

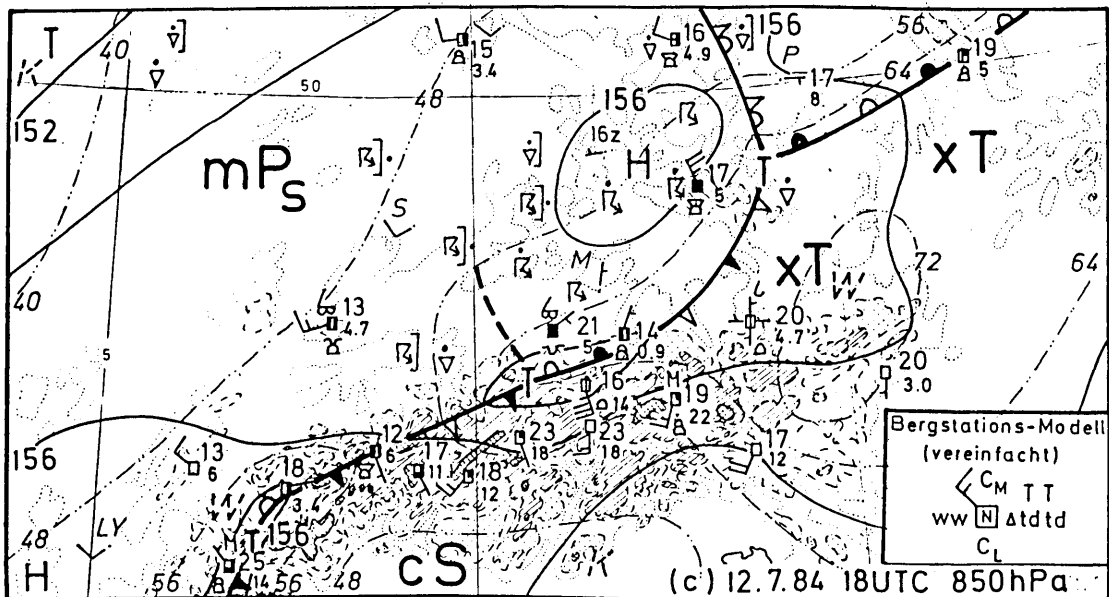
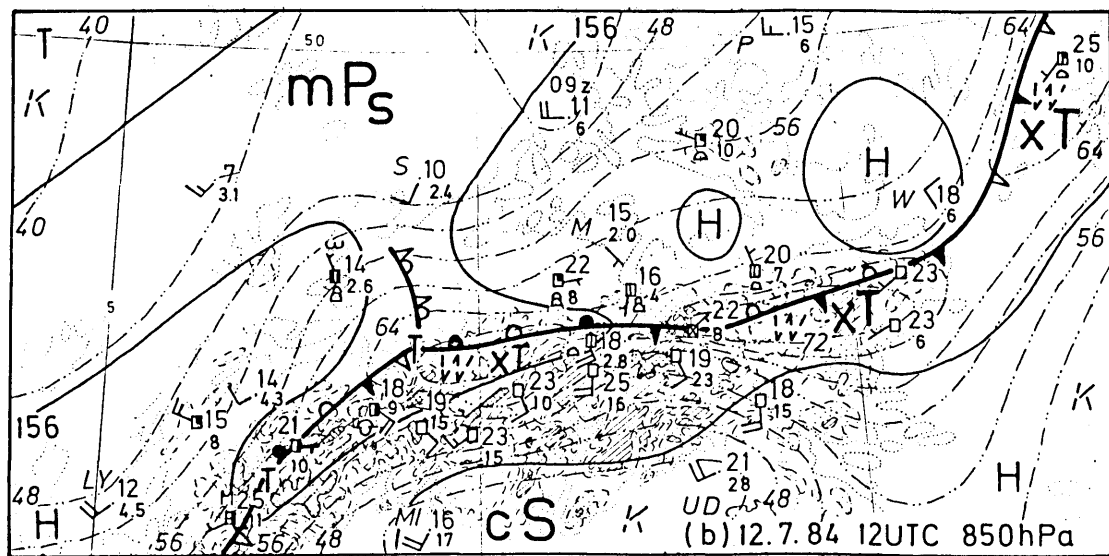
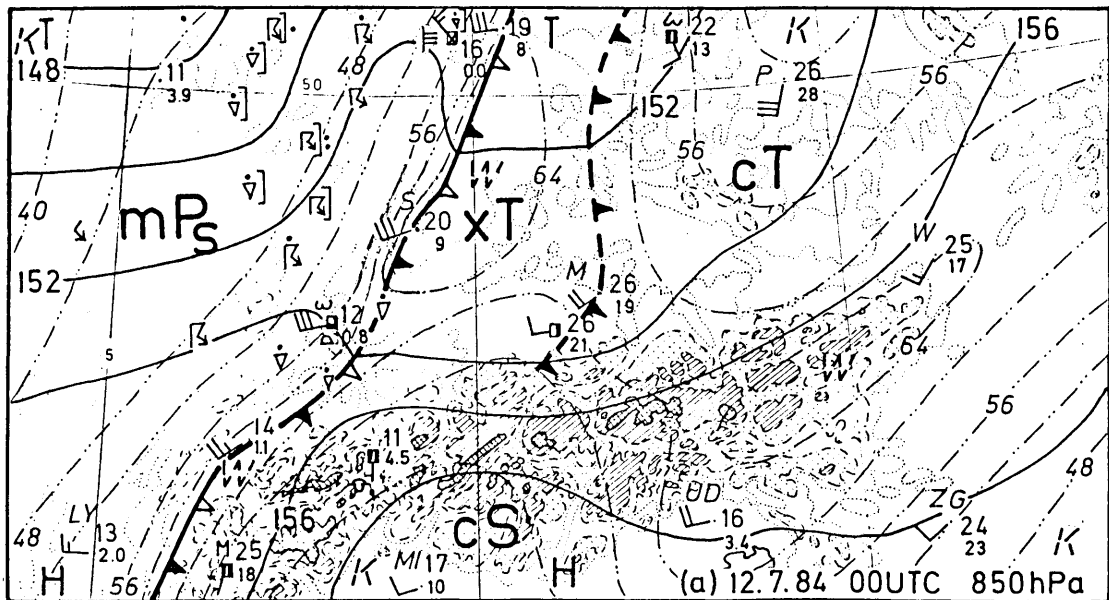


Abb. 1a,b,c: Die Entwicklung des Münchner Hagelgewitters, dokumentiert in 850hPa mit Bergstationen, allen "ww"-Meldungen sowie Luftmassenbezeichnungen. Isothermen der pseudopot. Temperatur strichpunktiert. Weitere Erläuterungen im Text.

SATELLITE REMOTE SENSING IN METEOROLOGY AND CLIMATOLOGY:
STATUS, PERSPECTIVES AND CHALLENGES

John Morgan
EUMETSAT

ABSTRACT

Satellite remote sensing in the fields of meteorology and climatology is well established in Europe and over the rest of the world. Not only are such data used extensively, but Europe has its own satellite programmes designed to provide the necessary data and also a new international organisation, EUMETSAT, established to ensure long term continuity of this capability. During my presentation I will briefly review the present status of satellite remote sensing in meteorology and climatology together with current plans in this area. The present Meteosat system will be covered during these opening remarks, together with some comments on the status of systems of operational polar orbiting satellites and on ESA's ERS-1 satellite.

The second part of the talk will be concerned with future perspectives and challenges. The need for new programmes will be discussed in the light of recent knowledge concerning the impact of man's activities on the environment and possible effects on the earth's climate. This part of the talk will also cover the potential schedule and capabilities of future remote sensing satellites needed to address these issues and provide continuity with current systems.

Finally, the role of Europe in these challenging activities will be discussed with particular emphasis on the future activities of EUMETSAT.

1. THE NEED FOR REMOTE SENSING

It is increasingly evident that monitoring of the biosphere is needed on a long term basis. We have to determine if the "greenhouse effect" has already started to affect the climate; and we have to know to which extent human activities will affect, or have already affected, the long term health and stability of the planet earth. In this we have to recognise two important points. Firstly, the individual components of the earth system cannot readily be separated; the atmosphere inter-acts with the oceans and with the surface of the land. Climatic changes affect vegetation and ice cover but these are, in turn, important factors affecting climate. We need to look at the earth as a total system. The second important point is that climatic change is not an abstract possibility to be considered over the next millennium but something which is happening all the time. Because of positive feed-back mechanisms, there may not be much warning of large changes in the earth's climate seriously affecting global society. Many climate models predict that human activity; pollution,

de-forestation, are likely to have large effects on climate within a century, so we are talking about the possibility of dramatic changes within the lifetime of our children and grand-children.

Current global models suffer from a lack of observational data. Satellites can provide these data. Remote sensing can be used to monitor the changing environment for many purposes, including weather forecasting and land use, but probably the most important long term use is to provide the vital observations needed to monitor climate and to test climate models so that accurate predictions can be made of the future of planet earth. This gives emphasis to long term monitoring of the atmosphere, and gives me the excuse to describe current operational systems.

2. CURRENT OPERATIONAL SYSTEMS

Operational meteorologists recognised the importance of satellite remote sensing from the day that the first satellite cloud image became available from TIROS-1 (Television and Infra-Red Observation Satellite), launched by NASA on 1 April 1960. Since that date there have been many weather satellites launched by no less than six administrations around the world. In polar orbit, the NOAA operational satellites now provide global data coverage twice each day from the current imaging instrument (AVHRR) and the TOVS atmospheric sounding package (three instruments). User stations around the world can receive low and high resolution local data from AVHRR and regional sounding data from TOVS. Central NOAA

facilities create global data bases of such things as atmospheric temperature soundings, sea surface temperatures and vegetation indices. Local data is also available from the METEOR satellites of the USSR. The People's Republic of China launched an experimental FY-1 satellite in 1988; this had an instrument similar to some channels of AVHRR and identical communications systems to the NOAA satellites. Unfortunately, it failed after a few weeks. The primary operational satellite remains the NOAA series. A system of two satellites is needed but the USA cannot be expected to continue indefinitely to freely provide this resource to the rest of the world. From the middle of the 1990's it is likely that they will be able to provide only a single polar satellite. This problem is addressed in more detail later.

Geostationary meteorological satellites were introduced with NASA's first Applications Technology Satellite, ATS-1, launched in December 1966. The frequent images made possible by geostationary orbit gave new insights into atmospheric dynamics and a complete global system of five such satellites was envisaged. This came about for the first time in 1979 for the First Global GARP Experiment. A global data base exists for 1979 but since then the coverage has not been as good. The USA normally operates two GOES satellites, over the Atlantic and Pacific respectively but at the present time is restricted to a single operational satellite. Japan has continued to provide data coverage with a series of GMS satellites. There is an effective gap in coverage over the Indian Ocean.

India does operate INSAT, a satellite with a meteorological sensor but the data are not readily available outside India. The USSR expects to provide coverage of the Indian Ocean area from late 1989, so the situation should improve here. Meteosat suffered a gap in operations from late November 1979 until the launch of Meteosat-2 in June 1981. Since that date operations have been continuous and have now been transferred to Meteosat-3, launched in June 1988. All the geostationary satellites provide frequent earth imagery, observing their full field of view in the visible and infra-red bands at least every three hours and in some cases every thirty minutes. In addition, the current GOES satellites carry experimental atmospheric sounders which can provide frequent profiles of atmospheric temperature and humidity over a relatively small area.

The importance of satellite data and the success of ESA's Meteosat-1 and Meteosat-2 led to the creation of EUMETSAT in June 1986. EUMETSAT's charter is to develop, maintain and exploit operational systems of meteorological satellites and is not limited to geostationary satellites. Its first task is the continuation of the present Meteosat system. EUMETSAT has funded three new satellites, Meteosat-4, 5, 6, similar to the original design. This should provide data continuity until at least 1996. EUMETSAT now has overall responsibility for the Meteosat system which continues to be operated by ESA. Funding is through contributions from the governments of EUMETSAT's sixteen Member States. For Meteosat, the levels of contributions are loosely linked to the

Gross National Products of the individual countries. The Federal Republic of Germany, with 26.39 percent, is the largest contributor. France pays almost as much, at 25.6 percent. The four largest European countries contribute more than 80 percent of the funds, the next four nearly 16 percent and the remaining eight countries about 4 percent in total.

Although the future of Meteosat seems assured for the present, the global geostationary satellite system does have problems. Five are needed to cover the globe. In early 1989 only three were actually producing data and making them generally available, so the actual situation is much worse than it was ten years ago. More efforts are therefore needed to strengthen the systems in both polar and geostationary orbit.

3. RESEARCH SATELLITES

All of the present operational satellites can trace their history to research activities and pre-operational satellites. In addition, there have been parallel streams of satellites devoted to research. These include the former Nimbus series (first launched by NASA in 1964) and the NASA ESSA satellites from 1966. Nimbus 7, launched in 1978, was the last major USA satellite research. SEASAT, also launched in 1978, addressed oceanographic research but had a brief lifetime of only one hundred days. Nevertheless, during this period it managed to transmit, thanks to its Synthetic Aperture Radar, probably more data than had previously been available for research in the entire history of science. However,

the quantity of data generated by this and other satellites is not the primary reason for the marked lack of research flights since that date.

The situation is not very much better in the immediate future. ESA is building its ERS-1 satellite for launch next year but this is, in effect, only a continuation of the same ocean missions demonstrated on SEASAT more than ten years ago. NASA, together with other contributors, is building the Upper Atmospheric Research Satellite (UARS) for launch in 1991. Japan is also launching satellites addressing primarily ocean and land observation. There are no funded research satellites which would make a major contribution to our understanding of the lower part of the atmosphere in which we actually live. This causes real concern.

4. POLAR PLATFORM

This concern is widely shared. NASA has launched a new initiative, the Earth Observing System. ESA has conducted parallel studies resulting in a proposed Earth Observation Strategy. These considerations come together under the umbrella of the International Space Station with proposals for new capabilities to systematically monitor planet earth as a total system. The primary foci of these proposals are the two polar platforms proposed by the USA and ESA respectively. They would fly in complementary polar orbits and would provide the basis for long term observation of the entire globe, including the oceans, land surfaces and the atmosphere.

The major initiative gives an opportu-

nity to simultaneously address the problems of deficiencies in the continuity of operational systems and the lack of opportunity for flight of instruments for research use. Additional opportunities will also arise in the form of co-orbiting space station elements in low equatorial orbits, but the most significant components are the polar platforms.

Originally, it was expected that these would be very large satellites which could be maintained in orbit through replacement or repair of components or instruments. Servicing is no longer expected, at least for the first platforms. Nevertheless, the satellites will be very large and may each carry a dozen or more instruments. These will be chosen to provide the maximum capability for earth observation within the inevitable budgetary constraints; up-to-date reference payloads will be presented at the meeting.

5. EUMETSAT'S ROLE

As stated earlier, EUMETSAT's first task is to ensure the continuation of the Meteosat system. Three new satellites are expected to provide that continuity until at least 1996. For operations beyond that date EUMETSAT and ESA are already studying possible replacements. An initial proposal for an advanced new satellite carrying a high performance imager together with microwave and infrared atmospheric sounders may be financially too ambitious in view of the need also to ensure data from polar orbit. Alternative configurations are also being examined. One concept includes a multi-channel imager which will also

support sounding functions. Up to 13 channels are considered, compared with three in the current satellites. Another idea is to consider a very high spectral resolution sounding instrument (interferometer or radiometer) to provide better vertical resolution than the current filter wheel radiometers.

As regards polar satellites; EUMETSAT Member States do recognise the need to provide data continuity and have authorized initial studies. One strong possibility is clearly to join forces with ESA in preparing a joint observing capability with polar platform. This has many potential advantages: cost sharing, synergistic data use, as well as easy migration of satellite data from pure research use, to pre-operational use to full operational exploitation. For all of these reasons, the polar platform is the preferred option. However, critical questions remain open concerning schedule, data handling and cost. EUMETSAT will do everything in its power to solve these difficulties and looks to the scientific community to support the idea of a continuous, long term global earth observation capability.

FEUCHTEFELDER AUS METEOSAT - BEOBACHTUNGEN

Volker Gärtner und Johannes Schmetz

ESA/ESOC, Robert Bosch Strasse 5, D-6100 Darmstadt

1 Einleitung

Im Rahmen des Meteosat Programms werden am europäischen Operationszentrum für Weltraumforschung (ESOC) die Daten des Meteosat Satelliten routinemässig zur Ableitung meteorologischer Produkte benutzt. Diese Produkte sind:

- Winde (aus Wolkenverlagerungen abgeleitet)
- Wolkenhöhenkarten
- Wolkenanalysen
- Feuchte der oberen Troposphäre
- Niederschlagsindex
- Klimatologischer Datensatz
- Wasseroberflächentemperaturen

Die meisten der aus den Meteosat Daten abgeleiteten meteorologischen Parameter werden zwei- bzw. viermal täglich über das globale Telekommunikationssystem der WMO (GTS) weltweit verbreitet oder aber wie im Fall der Wolkenhöhenkarte direkt durch den Meteosat-Satelliten als WEFAX BILD wieder ausgestrahlt.

Die Meteosat Winde werden derzeit bereits operationell in der Analyse für die Datenassimilation numerischer Vorhersagemodelle benutzt. Aber auch die übrigen Meteosat Produkte könnten in Zukunft einen weiteren Input für diese Modelle liefern, insbesondere wegen der steigenden Anforderung, den feiner auflösenden numerischen Modellen mehr Eingangsdaten zur Verfügung stellen zu müssen. Dieser Artikel soll die aus den Meteosat Daten des Wasserdampfkanals (WV) abgeleiteten Feuchtedaten für die obere Troposphäre (Upper Tropospheric Humidity = UTH) eingehender beschreiben.

2 Ableitung der Feuchtefelder

Die operationelle Bilddatenanalyse im ESOC unterteilt die Meteosat Bilder der drei Spektralkanäle VIS (0.4 - 1.1 μm), WV (5.7 - 7.1 μm) und IR (10.5 - 12.5 μm) in Bildsegmente von 32 x 32 IR-Bildelementen (Pixeln). Im WV und IR Kanal hat ein Pixel die Grösse von 5 km X 5 km im Subsatellitenpunkt, im VIS Kanal beträgt die Auflösung 2.5 km x 2.5 km. Für die Bildsegmente (ca. 200 km x 200 km) werden die meteorologischen Parameter bestimmt. Insbesondere die Feuchtefelder, die aus den Daten des Wasserdampfkanals abgeleitet werden sind derzeit für die geostationären

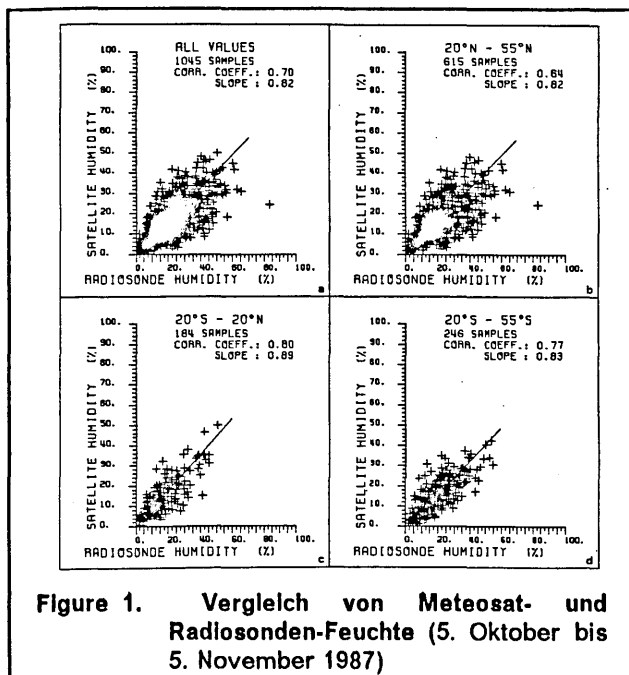
meteorologischen Satelliten noch einzigartig, da bislang nur die Meteosat Satelliten einen WV Spektralkanal für das abbildende Radiometer haben.

Für die Ableitung der Meteosat Feuchtefelder wird ein effizientes Strahlungsmodell benutzt, welches als Eingangsdaten Vorhersagen (12h oder 24h) des Europäischen Zentrums für Mittelfristvorhersage (EZMW) benutzt (Schmetz, 1986). Mit Hilfe des Strahlungsmodells werden für jedes Meteosat Bildsegment (ca. 3500 Segmente pro Bild) Tabellen berechnet, die die Strahldichte am Oberrand der Atmosphäre im WV Kanal in Abhängigkeit von der relativen Feuchte der oberen Troposphäre angeben.

Bei der Bestimmung der Feuchte der oberen Troposphäre aus den Messungen im WV Spektralkanal wird für alle Segmente, in denen von der automatischen Bildanalyse keine hohen und mittelhohen Wolken gefunden wurden, durch Interpolation in den zuvor berechneten Tabellen, der Feuchtwert für die obere Troposphäre bestimmt. Die Bedingung, dass im Bildsegment keine mittelhohen oder hohen Wolken vorhanden sein dürfen, gewährleistet, dass der abgeleitete Feuchtwert als wahres Gebietsmittel für das Segment angesehen werden kann. Die Feuchte der oberen Troposphäre gibt den vertikalen Mittelwert für die Schicht zwischen 300 und 600 hPa an. Im Artikel von Schmetz und Turpeinen (1988) ist die Methode der Feuchtebestimmung im Detail beschrieben.

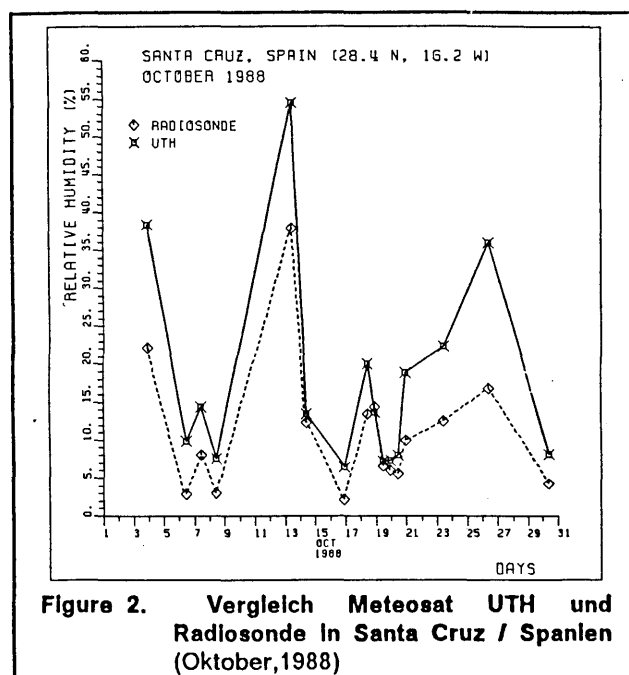
2 Validierung der Resultate

Da die Meteosat UTH Felder nur für Segmente, in denen keine mittelhohen oder hohen Wolken identifiziert wurden, abgeleitet werden, ist ein Vergleich mit Radiosondenmessungen angebracht. Im ESOC werden kontinuierlich für den Bereich des Meteosat Bildes alle über das GTS einlaufenden Radiosondenmessungen ausgewertet. Dabei wird für diejenigen Segmente, in denen sowohl eine Radiosondenmessung als auch ein UTH Wert vorliegt, das von der Radiosonde gemessene Feuchteprofil für den Bereich zwischen 600 und 300 hPa gemittelt. Für die Mittelung wird eine Gewichtsfunktion benutzt, die die Strahlungseigenschaften einer realistischen Atmosphäre berücksichtigt. In der Abbildung 1 ist für den Zeitraum 5. Oktober bis 5. November 1987 ein Vergleich von Meteosat und Radiosonden Messungen für das gesamte Meteosat Blickfeld, sowie für Teilbereiche dargestellt.



Der Vergleich zeigt, dass die Übereinstimmung im Bereich der Tropen am besten ist mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.8. Der RMS Fehler für den Vergleichszeitraum betrug 9.9 und die mittlere Differenz zwischen den Meteosat UTH Werten und den Radiosondenmessungen lag bei -4.5 Prozent.

In der Abbildung 2 ist für eine einzelne Station ein Zeitreihenvergleich für die Station Santa Cruz (Kanarische Inseln) gezeigt. Es zeigt sich, dass auch bei einer einzelnen Station die Übereinstimmung als gut angesehen werden kann. Die maximale Abweichung zwischen Radiosonde und Meteosat beträgt 19 % und ist im Mittel kleiner als 10 Prozent.



4 Diskussion und Ausblick

Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass die Qualität der Feuchtebestimmung für die obere Troposphäre aus Meteosat Daten den Feuchtemessungen der Radiosonden ebenbürtig ist. Im Artikel von Schmetz und Turpeinen (1988) wird der absolute Fehler der UTH Bestimmung auf 10 - 15 % abgeschätzt. Die Differenz für den in Abbildung 1 betrachteten Vergleich zwischen den Radiosondenmessungen und den UTH Werten lag bei etwa 5 %. Diese systematische Abweichung kann jedoch durch Änderungen im 'Retrieval' oder eine kleine Variation der Kalibrierung des Meteosat WV Kanals eliminiert werden.

Es erscheint damit erfolgversprechend, die Auswertung der Meteosat Feuchtebestimmung operationell voranzutreiben, da hierdurch verlässliche Zusatzinformation über die relative Feuchte gewonnen werden kann. Dies gewinnt insbesondere noch dadurch an Bedeutung, dass es aussichtsreich erscheint die Daten der Meteosat Feuchte in der oberen Troposphäre mit der ebenfalls von Meteosat bestimmten Wolkenanalyse zu kombinieren. Denn in den Bildsegmenten, in denen bei der operationellen Bildauswertung keine UTH Werte angegeben werden, befinden sich fast immer mittelhohe oder hohe Wolken, von denen die Temperatur der Wolkenobergrenze und der Bedeckungsgrad in Prozent bekannt ist. Im ESOC wird derzeit an einer Studie gearbeitet, um einen Ansatz aufzuzeigen, wie aus der Kombination der obigen Datensätze brauchbare BOGUS-Feuchtwerte abgeleitet werden können.

Literatur

- Schmetz, J. (1986): An atmospheric correction scheme for operational application to Meteosat infrared measurements; ESA Journal; Vol. 10; pp 145 - 159.
- Schmetz, J.; Turpeinen, O. (1988): Estimation of the Upper Tropospheric Relative Humidity Field from Meteosat Water Vapor Image Data; J. Appl. Met.; Vol. 27; pp 889 - 899.
- Turpeinen, O.; Schmetz, J. (1989): Validation of the Upper Tropospheric Humidity Determined from Meteosat Data; (accepted by J. Atmos. Ocean. Techn.)

FERNERKUNDUNG VON TEMPERATURPROFILEN IN POLAREN GEBIETEN

Hans-Joachim Lutz

Institut für Geophysik und Meteorologie
Universität zu Köln
Kerpener Str. 13
5000 Köln 41

1 Einleitung

Zur Wettervorhersage und zur Analyse des globalen Klimas werden genaue Informationen über die räumlichen Temperatur- und Feuchtestrukturen der Atmosphäre verlangt. Um die Datenlücken insbesondere über den Ozeanen und den polaren Gebieten zu schließen, werden Satellitenmessungen benötigt. Die bei der Auswertung der Satellitendaten bisher verwendeten operationellen statistischen Regressionsverfahren haben sich für die polaren Gebiete als sehr fehlerhaft erwiesen. Die auftretenden Probleme, wie zum Beispiel die Wolkenerkennung und die in der Antarktis stark ausgeprägten Temperaturinversionen können durch die bisher benutzten Regressionsmethoden nur ungenügend gelöst werden.

An der Universität von Wisconsin wurde ein physikalisches Auswerteverfahren entwickelt, das im "International TOVS Processing Package (ITPP)" weltweite Verbreitung findet (Smith et al. 1985, Huang und Smith 1986). In mittleren Breiten erweist sich dieses Verfahren als hinreichend genau, zumal die unbekannten Größen wie Bewölkung, Höhe des Untergrundes und Oberflächentemperaturen explizit berechnet werden. Die Resultate in polaren Gebieten waren allerdings nach wie vor unbefriedigend, wie Vergleiche mit gleichzeitigen Radiosondenmessungen und Analysen des Europäischen Zentrum für Mittelfristvorhersagen (EZMW) zeigen.

In dieser Abhandlung sollen deshalb einige Verbesserungen des Auswerteverfahrens an Hand von Fallbeispielen dargestellt und diskutiert werden.

2 Das ITPP - Auswerteverfahren

Die Grundgleichung der Fernerkundung der Atmosphäre ist die Strahlungstransportgleichung. Die terrestrische Strahlung, die ein Satellit am Oberrand der Atmosphäre mißt ist in der folgenden Gleichung dargestellt.

$$I_{\lambda} = B(\lambda, T(p_s)) * r(\lambda, p_s) + \int_{p_s}^0 B(\lambda, T(p)) * (\partial r(\lambda, p) / \partial p) * dp$$

mit

I_{λ} - Strahldichte bei Wellenlänge λ

B - Planck-Funktion,

p - Luftdruck,

T - Temperatur in Kelvin,

r - Transmissionsfunktion,

λ - Wellenlänge,

der Index s bedeutet Oberflächen-niveau und der Term $\partial r / \partial p$ wird als Gewichtsfunktion bezeichnet.

Die Strahlungsmessungen erfolgen durch das TIROS Operational Vertical Sounder (TOVS) Instrumentenpaket an Bord der polarumlaufenden NOAA - Satelliten. Detaillierte Beschreibungen der Radiometer finden sich in den Publikationen der NOAA (z.B. NOAA Technical Memorandum NESS 95, 1979).

In dem hier benutzten Auswerteverfahren (Smith et al. 1985) wird ein Ausgangsprofil (klimatologische Daten, Vorhersagemodelle, Profile aus Regressionsverfahren) solange verändert, bis die daraus berechnete Strahlungstemperatur mit gemessenen Werten über-

einstimmt. Die Wolkenhöhe und der Bedeckungsgrad wird nach der "CO₂-Verhältnis - Methode" bestimmt (Smith und Platt 1977, Menzel et al. 1983). Das ITPP beinhaltet ferner Informationen über die geographische Topographie mit einer Auflösung von 18.5 km, so daß die Höhe des Untergrundes angegeben werden kann.

Das Versagen der im ITPP benutzten Methode hat mehrere Gründe. Als erstes wäre der Fehler zu nennen, der durch die Benutzung des sogenannten "space view" bei der linearen Eichung des High resolution InfraRed Sounder (HIRS) besonders bei tiefen Temperaturen (kleiner als 250 K) entsteht (Lutz und Smith 1988). Der Grund hierfür könnte eine Störstrahlung sein, die die Messungen geringerer Energien (space view) stärker beeinflussen als die Messungen höherer (interner warmer und kalter Schwarzkörper) von 260 K bzw. 300 K. Deshalb wurden nur die beiden internen Schwarzkörper zur Eichung herangezogen. Andere Fehlerquellen in der Auswertung der Satellitendaten sind in der Methode selbst zu suchen. So werden die Kanäle 13 bis 19 von HIRS (3.7 µm bis 4.5 µm) benutzt sobald das Bildelement als wolkenfrei erkannt worden ist. Wasserwolken reflektieren in diesem Wellenlängenbereich die solare Strahlung noch in einem großen Maße. Da solche Wolken gerade über den Schnee- und Eisfeldern der polaren Gebiete vom Satelliten aus nur schwer erkennbar sind, werden die Messungen in diesen Kanälen falsch interpretiert. Die auftretenden Abweichungen der gemessenen Strahlungstemperaturen vom erwarteten Wert betragen bis zu 2 K, was die Messungen für das Auswerteverfahren nutzlos macht.

Das physikalische Auswerteverfahren ist außerdem auch stark von dem Ausgangsprofil abhängig. Deshalb konnte eine weitere Verbesserung der Ergebnisse durch eine entsprechende Änderung des Ausgangsprofiles erreicht werden. Die im ITPP benutzten klimatologischen Profile werden aus den Klimadaten für fünf geographische Breiten (15°, 30°, 45°, 60°, 75°) und zwei Jahreszeiten (Sommer und Winter) gebildet. Dabei ist keine Unterscheidung zwischen Nord- und Südhemisphäre für die

jeweilige Jahreszeit getroffen worden, obwohl die Differenzen gerade in den polaren Gebieten gravierend sind. Deshalb wurden in der geänderten Version des ITPP zusätzliche klimatologische Profile für 60° und 75° Süd (Sommer und Winter) sowie für das antarktische Hochplateau eingefügt.

3 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Originalversion und der geänderten Version des ITPP wurden mit Radiosondendaten und den Analysen des ECMWF verglichen. Als Beispiel sollen hier Daten vom 21. Dezember 1987 gemessen gegen 23:45 GMT dienen. In den Abbildungen 1 und 2 ist die gemittelte Temperaturdifferenz zwischen berechneten und gemessenen Temperaturprofilen für die beiden Versionen dargestellt. Bei dem ursprünglich verwendeten Analyseverfahren des ITPP treten Differenzen von zum Teil mehr als 5 K auf. Die geänderte Version zeigt Differenzen von weniger als 2 K in der Troposphäre und allerdings noch von bis zu 3 K in der Stratosphäre.

Die Verbesserungen des ITPP werden auch deutlich im Vergleich der Analysen der Höhe der 500 hPa und 300 hPa Flächen. In der Tabelle 1 werden die Ergebnisse der geänderten Version mit der Originalversion und mit Radiosondenmessungen verglichen. Dabei zeigt sich nur für Station Bellinghausen (89050) eine größere Abweichung der neuen ITPP - Version von den Radiosondenmessungen (größer als 50 gpm). Dieser hohe Wert kann durch Nichterkennung der über diesem Gebiet vorhandenen mehrschichtigen Bewölkung verursacht sein. Abbildung 3 zeigt zusätzlich einen Vergleich der Analyse der 500 hPa Fläche zwischen der geänderten Version des ITPP und der ECMWF Analyse. Daraus ist erkennbar, daß die geänderte Version des ITPP nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ sehr gute Ergebnisse zeigt. Die größten Abweichungen sind mit 50 gpm über der Weddell-See zu beobachten.

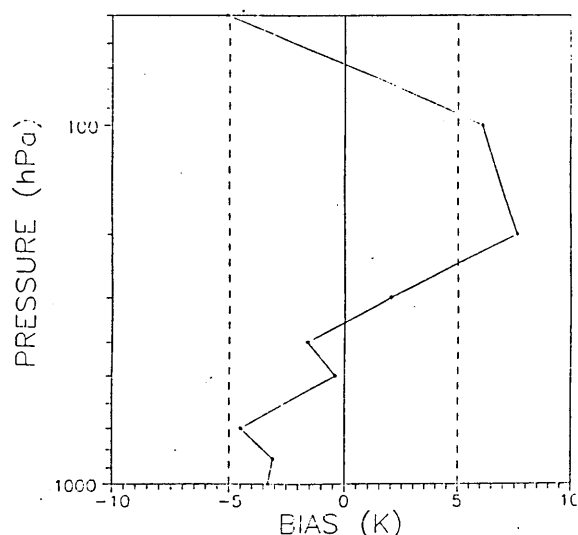


Abb. 1 Mittlere Temperaturdifferenz zwischen Radiosondenmessungen und den errechneten Profilen für die Originalversion des ITTP.

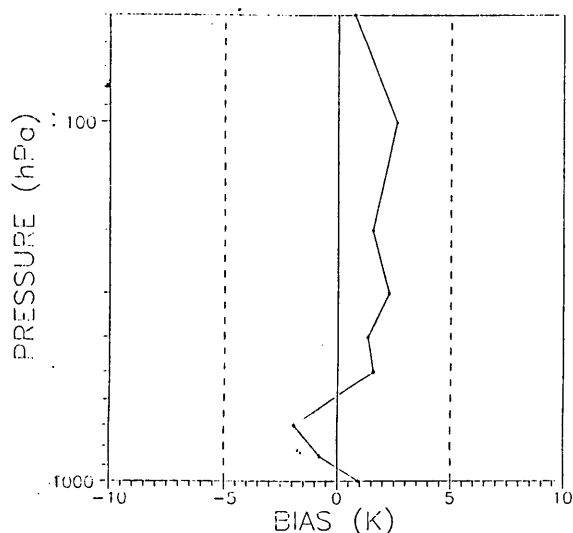


Abb. 2 Mittlere Temperaturdifferenz zwischen Radiosondenmessungen und den errechneten Profilen für die geänderte Version des ITTP.

Tab. 1 Vergleich der Höhe der 500 hPa Fläche zwischen der Originalversion (H1), der geänderten Version (H2) und der Radiosondenmessung (H3) (22.Dez.1987 00 GMT).

Station	H1	H2	H3
SANAE	5384	5134	5100
Südpol	5246	5066	5100
Bellinghausen	5515	5344	5400
Novolazar.	5348	5134	5100
Vostok	5277	5052	5080

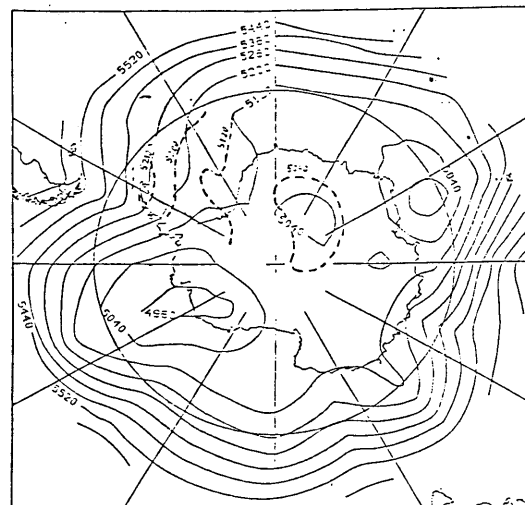


Abb. 3 Vergleich der Analyse der 500 hPa Fläche der geänderten ITTP - Version mit den Analysen des ECMWF (22.Dez.1987 00 GMT).

4 Literaturverzeichnis

- Huang H.-L.A., Smith W.L. (1986)
An extention of the simultaneous TOVS retrieval algorithm: the inclusion of cloud parameters.
Tech. Proceedings of the third ITSC, Madison, Wisc. 13.-19. August 1986
- Lutz H.-J., Smith W.L. (1988)
TOVS over polar regions
Tech. Proceedings of the fourth ITSC, Igls (Österreich) 16.-22. März 1988
- Menzel W.P., Smith W.L., Stewart T.R. (1983)
Improved cloud motion wind vector and altitude assignment using VAS.
J. of Clim. and Appl. Meteorology, Vol.22, März 1983
- Smith W.L., Platt C.M.R. (1978)
Intercomparison of radiosonde, ground based laser and satellite deduced cloud heights.
J. of Appl. Met., Vol.17, Dez. 1978
- Smith W.L., Woolf H.M., Hayden C.M., Schreiner A.J.
The physical retrieval TOVS export package.
Tech. Proceedings of the second ITSC Igls (Österreich), 18.-22. Februar 1983

Herbert Fischer, Gerald Wetzel und Hermann Oelhaf
Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Kernforschungszentrum/Universität Karlsruhe

1 EINLEITUNG

Für ein besseres Verständnis der troposphärischen Chemie, des Transports von Luftbeimengungen und des Klimaeffekts anthropogener Spurengase ist die globale Erfassung der Zusammensetzung der Atmosphäre mit guter zeitlicher und räumlicher Auflösung erforderlich. Diese Zielsetzung verlangt den Einsatz von Fernerkundungsinstrumenten auf Satelliten. Für die Messung von Spurengasen in der Stratosphäre hat sich die Infrarotspektroskopie in den letzten Jahren als leistungsfähige Meßmethode erwiesen. Im Gegensatz dazu liegen für die Troposphäre lediglich Fernerkundungsmessungen für die Spurengase Wasserdampf und Kohlenmonoxid (REICHLE et al. 1982) vor. Die Leistungsfähigkeit der Infrarotspektroskopie zur Erfassung troposphärischer Spurengase konnte bislang noch nicht beurteilt werden, da entsprechend detaillierte Strahlungsübertragungsrechnungen fehlten (FISCHER et al. 1989).

2 PROBLEMSTELLUNG

Die Fernerkundung troposphärischer Spurengase wird erschwert durch spezifische Eigenschaften der unteren Atmosphäre. Das schwerwiegendste Problem ist das Vorhandensein von Wolken, die eine Sondierung der atmosphärischen Schichten unterhalb der Wolken im infraroten Spektralbereich unmöglich machen. Bei Verwendung polarumlaufender Satelliten als Instrumententräger mit hoher Überdeckungsrate finden sich jedoch für die allermeisten Gebiete der Erde wolkenfreie Episoden innerhalb von einigen Tagen. Weitere Probleme für Fernerkundungsmessungen sind die stark strahlende Erdoberfläche als Hintergrund des interessierenden Atmosphärensignals, die Maskierungseffekte durch die starke Absorption des atmosphärischen Wasserdampfs über weite Spektralbereiche und die generell stark druckverbreiterten Spektrallinien. Die letztgenannten Probleme haben die Fernerkundung troposphärischer Parameter mit den üblicherweise hierfür eingesetzten Filterradiometern praktisch verhindert. Die Fortschritte der letzten Jahre bei der Entwicklung leistungsfähiger, sensiti-

ver, spektral hochauflösender Instrumente (wie z.B. Fouriertransformationsspektrometer) haben die Möglichkeiten der troposphärischen Fernerkundung signifikant verbessert. Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen zielen daher auch auf einen möglichen Einsatz des am IMK in Zusammenarbeit mit dem Meteorologischen Institut München und der Industrie entwickelten Fourierspektrometers MIPAS (Michelson Interferometer für passive atmosphärische Sondierung) ab.

3 MIPAS-EXPERIMENTE: ZIELSETZUNGEN UND STATUS

Alle MIPAS-Projekte haben zum Ziel, mittels Infrarotspektroskopie Spurengase der Atmosphäre zu erfassen. Die Fourierspektroskopie hat sich als leistungsfähige Methode erwiesen, um in kurzer Zeit eine Vielzahl verschiedener Spurengase in demselben Luftvolumen nachzuweisen. Kernstück der im Fernerkundungsverfahren arbeitenden MIPAS-Experimente ist ein neuartiges Fourierspektrometer, aufgebaut nach dem Prinzip des Doppelpendelinterferometers (DPI) (FISCHER et al. 1983). Dieser Interferometertyp zeichnet sich durch hohe spektrale Auflösung bei kompakter Bauweise und ein im Vergleich zu klassischen Konstruktionen besonders betriebssicheres, störunempfindliches Vorschubsystem aus.

Die vielseitigen Einsatzmöglichkeiten eines MIPAS-Experimentes haben zu 4 Entwicklungslinien geführt:

Ein ungekühltes Labormodell (MIPAS-LM) mit einer spektralen Auflösung von $0,03 \text{ cm}^{-1}$ (apodisiert) wird für Laborzwecke und Feldexperimente verwendet. Der erste Feldeinsatz wurde im Febr./März 1989 auf dem Jungfraujoch durchgeführt. Dieses ortsgebundene Gerät mißt die atmosphärische Absorption der direkt oder vom Mond reflektierten infraroten Sonnenstrahlung. Aus den Meßspektren können Säulengehalte relevanter Spurengase abgeleitet werden. Für die kommenden Jahre sind Meßeinsätze in polaren Regionen (Spitzbergen, Kiruna) geplant.

Eine weitere Entwicklungslinie hat zu einem MIPAS mit gekühlter Optik zur ballongetragenen Messung von atmosphärischen Emissionspektren geführt. Die Funktionstüchtigkeit eines gekühlten DPI wurde im Rahmen dieser Entwicklung erstmals im Labor nachgewiesen. Das gemeinsam mit dem Meteorologischen Institut München entwickelte Ballonexperiment MIPAS-B wird im Mai 1989 zu seinem ersten Meßflug starten.

Eine dritte Entwicklungslinie zielt auf den Einsatz eines gekühlten MIPAS-Experimentes auf Flugzeugen ab (MIPAS-F). Flugzeugexperimente erlauben die Erfassung dreidimensionaler Verteilungen, insbesondere auch in für Boden- und Ballonmessungen nicht bzw. nur schwer zugänglichen Gebieten. Für MIPAS-Experimente auf dem hochfliegenden Forschungsflugzeug Stratolab wurde ein Rahmenentwurf erstellt. Ein erster Einsatz ist für 1990 geplant. Besonderes Ziel solcher Experimente ist die Erforschung der Chemie innerhalb und außerhalb des Polarwirbels. Im Gegensatz zu den bereits von anderen Gruppen durchgeführten Okkultationsexperimenten kann MIPAS auch während der Polarnacht Spurengaskonzentrationen erfassen.

Das größte wissenschaftliche Potential eines MIPAS-Experiments bietet der Einsatz auf einem Satelliten. Ein entsprechender Experimentvorschlag für die 1. Polare Plattform der ESA wurde im Sommer 1988 eingereicht und inzwischen von der ESA als mit höchster Priorität zu förderndes Experiment der wissenschaftlichen Nutzlast eingestuft.

4 TROPOSPHÄRISCHE FERNERKUNDUNG - UNTERSUCHUNGSMETHODE UND VORLÄUFIGE ERGEBNISSE

Die im vorigen Abschnitt genannten MIPAS-Projekte zielen im wesentlichen auf eine Erforschung der Stratosphäre und des Tropopausenbereichs ab. Im folgenden werden die Methode und vorläufige Ergebnisse einer am IMK durchgeführten ersten Untersuchung zum Potential der Fernerkundung troposphärischer Spurengase mit spektral hochauflösenden Instrumenten vorgestellt. In dieser Studie wurde die Eignung der Horizontsondierung von einem innerhalb der Troposphäre fliegenden Flugzeug und die Eignung der Nadirsondierung von einem oberhalb der Tropopause operierenden Flugzeug bzw. von einem Satelliten aus untersucht. Im folgenden beschränken wir uns auf den Fall eines Satelliteneinsatzes. Als Meßgerät wurde ein Spektrometer mit den Leistungsdaten des gekühlten MIPAS angenommen (Spektralbereich: ca. 4-15µm, spek-

trale Auflösung 0,05 cm⁻¹, entsprechend einem Auflösungsvermögen von 20000 bei 10µm).

In einem ersten Schritt wurde die Separierbarkeit von spektralen Signaturen interessierender Spurengase untersucht. In ausgesuchten Spektralintervallen sind zunächst Gas für Gas synthetische Nadirsondierungsspektren berechnet worden. Die Separierbarkeit einer Signatur des interessierenden Gases wurde unter Berücksichtigung aller sonstigen im ausgewählten Spektralintervall optisch aktiven Spurenstoffe geprüft. Ein Beispiel zeigt Abb.1, in der im wesentlichen Signaturen der Spurengase CH₄, N₂O und H₂O hervortreten.

In einem zweiten Schritt wurde untersucht, welche Atmosphärenbereiche den größten Beitrag zu dem an Satelliten gemessenen Signal beisteuern. Die sogenannten Beitragsfunktionen (mit der Planck-Funktion multiplizierte Gewichtsfunktionen) liefern Hinweise über die Bedeutung des Einflusses des Bodensignals und zum Informationsgehalt der Messungen bezüglich der vertikalen Verteilung des interessierenden Spurengases. Abb. 2 zeigt, daß nur die Beitragsfunktion der Signatur Nr. 3 innerhalb der Atmosphäre ein Maximum aufweist. Demzufolge muß für die Signaturen Nr. 1, 2 und 4 der Einfluß der warmen Hintergrundstrahlung vom Erdboden genauer untersucht werden.

Diese Sensitivität des Strahldichtesignals auf Fehler in der Kenntnis des Bodenterms wurde ebenso betrachtet wie auch die Sensitivität bezüglich Fehlern in der Lufttemperatur. Bei den CH₄-Signaturen Nr.1 und 2 ergibt sich eine gewisse Abhängigkeit des Signals von der Bodentemperatur: eine Änderung der Oberflächen-temperatur von 2K bedingt dieselbe Strahldichteänderung wie eine Änderung der CH₄-Konzentration von 5,7 % bzw. 1,3 %. Bei den anderen beiden Linien ist dieser Effekt vernachlässigbar klein. Die Sensitivität des Signals bezüglich eines systematischen Fehlers im Temperaturprofil von 1K entspricht je nach Signatur derjenigen einer Variation in der CH₄-Konzentration zwischen 3 und 13,5%. In Anbetracht der Tatsache, daß der systematische Fehler von 1K eher zu hoch angesetzt ist und statistische Temperaturfehler bei der Vertikalsondierung von untergeordneter Bedeutung sind, können diese Unsicherheiten im abgeleiteten Absorbergehalt als akzeptabel bezeichnet werden.

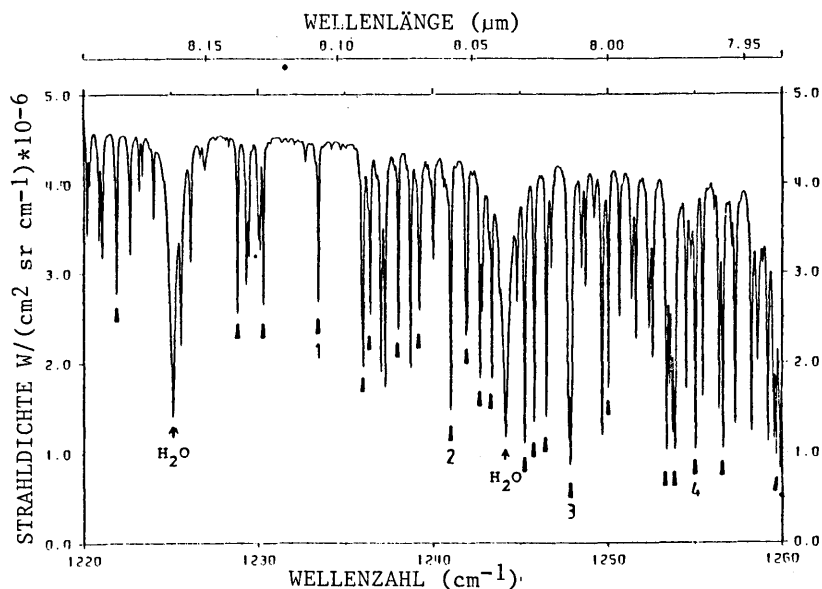


Abb. 1: Strahldichtespektrum im Bereich der 7,7µm CH₄-Bande für Nadirsondierung aus Satellitenhöhe. Die CH₄-Signaturen sind mit Pfeilen markiert. Die übrigen starken Signaturen sind H₂O- oder Mischsignaturen.

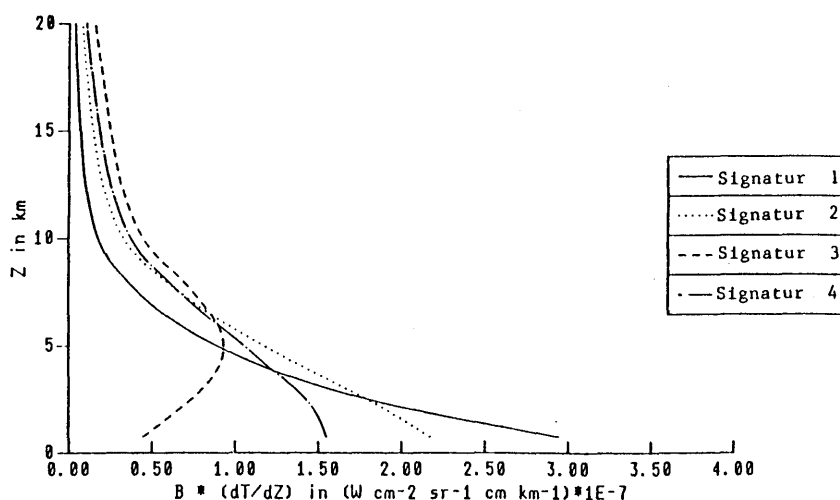


Abb. 2: Beitragsfunktionen im Bereich der 7,7µm CH₄-Bande für Nadirsondierung aus Satellitenhöhe.

Die Untersuchungen für die Spurengase N₂O und CO zeigen ähnliche Ergebnisse. Die Information über CO ist allerdings bei der gewählten spektralen Auflösung mehr auf die untere Troposphäre begrenzt.

5 SCHLUSSFOLGERUNG

Die oben beschriebene Durchführbarkeitsstudie hat gezeigt, daß Fernerkundungsmessungen troposphärischer Spurengase, wie z.B. CH₄, N₂O und CO, prinzipiell möglich sind. Die Zahl der erfaßbaren Spurengase ist auf Grund der kurzen optischen Wege und der starken Wasserdampfabsorption begrenzt. Troposphärische Spurengase mit Konzentrationsmaxima innerhalb der Stratosphäre (wie z.B. O₃, NO₂) können nur dann mit guter Genauigkeit gemessen werden, wenn entweder deren stratosphärische Verteilung aus gleichzeitig durchgeführten Horizontsondierungsmessungen abgeleitet werden kann oder starke räumliche Konzentrationsunterschiede in

der Troposphäre auftreten. Die bisher durchgeführten Strahlungsübertragungsrechnungen erlauben nur vorläufige Aussagen über die Möglichkeiten und Grenzen der Fernerkundung troposphärischer Spurengase. Aus diesem Grund sind weitergehende vertiefte Untersuchungen geplant.

FISCHER, H., FERGG, F., OELHAF, H., RABUS, D. und VÖLKER, W.: Simultaneous detection of trace constituents in the middle atmosphere with a small He-cooled high resolution Michelson interferometer (MIPAS). Beitr.Phys. Atm. 56 (1983) S. 260-275.

FISCHER, H., WETZEL, G. und OELHAF, H., 1989: Remote Sensing of Tropospheric Trace Gases from Space, Proceed. Intern.Radiation Symp. 1988, Ed.J. Lenoble, A. Deepak Publishing Comp., im Druck.

REICHLE, H.G. et al: Carbon monoxide measurements in the troposphere. Science 218 (1982) S. 1024-1026.

BODENFLÜSSE BEI OFFENER ZELLULARKONVEKTION

Stephan Bakan

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

Elke Schwarz

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Satellitenaufnahmen belegen, daß sich konvektive Bewölkung über See häufig in mesoskaligen Strukturen organisiert. In mittleren und hohen Breiten treten besonders häufig und auffällig sogenannte "offene Zellen" auf. In diesen bildet die Konvektionsbewölkung mehr oder weniger regelmäßig angeordnete ringförmige Strukturen von einigen 10 km Durchmesser. Man nimmt an, daß ein solcher mesoskaliger Wolkenring eine Sekundärzirkulation mit Aufsteigen im bewölkten Rand und Absinken im weniger bewölkten ("offenen") Innenbereich der Zelle darstellt. Im Gegensatz zur Laborkonvektion werden dabei große Aspektverhältnisse (Zelldurchmesser/Konvektionshöhe ≥ 10) beobachtet, die wahrscheinlich im wesentlichen eine Folge der freigesetzten latenten Wärme sind. Offenen Zellen charakterisieren Gebiete mit relativ kalter Luftmasse, in die große sensible und latente Wärmeflüsse von der Ozeanoberfläche treten. In Voruntersuchungen zu diesem Projekt wurden Hinweise darauf gewonnen, daß sich die Struktur der Zellularkonvektion im Satellitenbild mit der Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wasser ändert. Ziel der Arbeiten ist es daher, nach einer statistischen Untersuchung der Umstände des Auftretens und der Eigenschaften offener Zellen, einen solchen Zusammenhang zu suchen und zu quantifizieren. Gelingt das mit genügender Genauigkeit, so kann eine Methode zur Fernerkundung der Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wasser, eventuell auch des Bodenwärme- und -feuchteflusses gewonnen werden.

Für eine Klimatologie der mesoskaligen Zellularkonvektion des Zeitraums vom 1.

Januar 1980 bis 31. Dezember 1983 wurden die aus Daten des AVHRR (= Advanced Very High Resolution Radiometer) Kanal 4 (Infrarot), abgeleiteten Übersichtsbilder der polarumlaufenden NOAA-Satelliten, empfangen jeweils am frühen Nachmittag in Dundee (Schottland), ausgewertet. An 92% aller Tage des untersuchten Zeitraums von 1461 Tagen trat irgendwo in dem vom AVHRR abgetasteten Bereich zelluläre Konvektionsbewölkung auf. Im Jahresdurchschnitt wurden 583 Fälle (zusammenhängende Gebiete) offener Zellularkonvektion registriert. Es wird ein deutlicher Jahresgang mit einem ausgeprägten Minimum im Juli und einem Maximum im Dezember gefunden. Zum Beispiel wurden im Bereich von Wetterschiff M in der Norwegischen See (66°N, 2°E) an 25% aller Tage offene Zellen beobachtet.

Der mittlere Durchmesser der in dieser Untersuchung erfaßten offenen Zellen beträgt 41 km, wobei nördlich von 60-70°N Durchmesser um 25 km, südlich davon um 55 km vorherrschen.

Für die weitere Untersuchung wurden aerologische Daten und Bodendaten von Wetterschiff M in der Norwegischen See der Jahre 1980-1983 benutzt und angenommen, daß diese für das betrachtete Gebiet offener Zellen repräsentativ sind. Daraus ergibt sich während des Auftretens offener Zellularkonvektion eine mittlere Windgeschwindigkeit von 11.5 ± 4.8 m/s und eine mittlere Temperaturdifferenz Luft-Wasser von $-4.7 \pm 2.2^\circ\text{C}$, wobei die Temperaturdifferenz mit der Windgeschwindigkeit zunimmt. Werden die Zellbeobachtungen (subjektiv) in sehr gut und weniger gut ausgeprägte Fälle unterteilt, so erhält

man für den ersten Fall größere Temperaturdifferenzen (-6.0°C) als für den letzten (-4.1°C). Dieser Trend ist auch für den gesamten (nach einem Bulk-Ansatz geschätzten) Wärmefluß zu erkennen (Abb. 1). Während gut ausgeprägte Konvektionszellen bei einem mittleren Wärmefluß von 283 W/m^2 auftreten, findet man für weniger gut ausgeprägte 204 W/m^2 und für die übrigen Fälle 122 W/m^2 . Im Jahresmittel wird etwa 20% des gesamten Wärmeeintrages vom Ozean in die Atmosphäre im Nordatlantik in Gebieten offener Zellularkonvektion geleistet.

Der Vergleich mit aerologischen Profilen ergab dagegen bisher keine deutlichen Zusammenhänge, was zum Teil an den Schwierigkeiten der Bestimmung einer Konvektionshöhe aus den Einzelaufstiegen liegen könnte. Während sich wie in ähnlichen Untersuchungen eine Zunahme des Aspektverhältnisses mit abnehmender Höhe der Wolkenobergrenze andeutet, kann z.B. eine aus theoretischen Untersuchungen nahegelegte Abhängigkeit des Aspektverhältnisses von der Stabilität nicht gefunden werden.

Die Häufigkeitsverteilung der aus AVHRR-Daten mit offener Zellbewölkung berechneten Helligkeitstemperaturen des Kanals 4 weisen generell zwei Maxima auf, die dem Boden bzw. der relativ warmen Grenzschichtbewölkung in der Zellenmitte und der hochreichenden konvektiven Bewölkung des Zellenrandes entsprechen. Da zu erwarten ist, daß der relative Anteil hochreichender Bewölkung mit zunehmenden Wärmefluß zunimmt, muß auch die Differenz zwischen der maximalen Helligkeitstemperatur einer Szene, die ungefähr der Ozeantemperatur entspricht,

und der mittleren Helligkeitstemperatur der Szene mit dem Gesamtwärmefluß anwachsen. Ein solcher Zusammenhang kann jedoch nach den bisherigen Auswertungen kaum statistisch gesichert werden. Wesentlich besser ist dagegen die Korrelation der Helligkeitstemperaturdifferenz mit der aus den Bodendaten bei Wetterschiff M gewonnenen Temperaturdifferenz Wasser-Luft (Abb. 2).

Diese gefundenen Zusammenhänge müssen zunächst durch verbesserte Analysemethoden abgesichert werden. Weiterhin wird auch versucht, eine brauchbare Beziehung zwischen dem auf Satellitenbildern erkennbaren Organisationsgrad der Zellen und dem Gesamtwärmefluß zu finden. Diese Zusammenhänge könnten dann auch umgekehrt zur Abschätzung entweder der Temperaturdifferenz Wasser-Luft oder gar des Wärmeflusses vom Wasser in die Atmosphäre aus Satellitendaten genutzt werden.

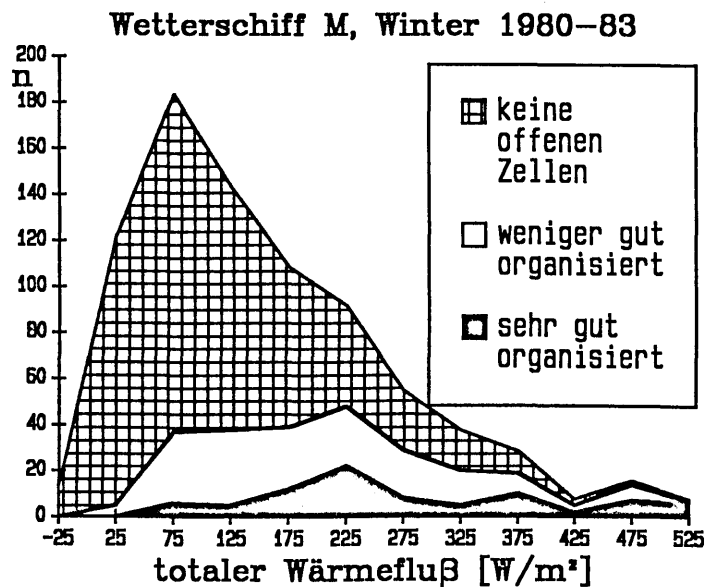


Abb. 1: Verteilung des totalen Wärmeflusses in Intervallen von 50 W/m^2 in der Nähe von Wetterschiff M im Zeitraum 1980-1983 für verschieden gut organisierte Zellbewölkung.

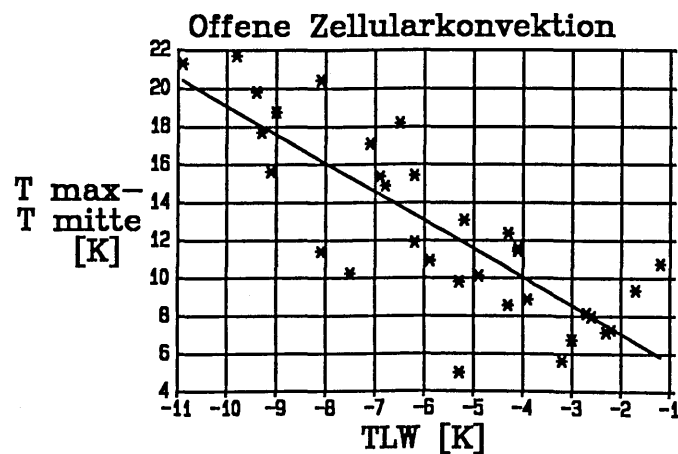


Abb. 2: Die Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wasser TLW, gemessen von Wetterschiff M, ist aufgetragen gegen die Differenz zwischen der maximalen Helligkeitstemperatur des AVHRR-Infrarot-Bildes T_{max} und dessen mittlerer Helligkeitstempertur T_{mitte} für 33 Szenen konvektiver Bewölkung in der Norwegischen See während der Jahre 1980 und 1981. Die eingezeichnete Linie ist die Regressionsgerade.

M. Wiegner, H. Quenzel, M. Kästner
Meteorologisches Institut der Universität München

W. Renger, A. Schmitz-Peiffer
DLR-Oberpfaffenhofen

1 EINLEITUNG

Die Fernerkundung der Erdoberfläche und der Atmosphäre vom Weltall aus mit passiven Radiometern ist heute für meteorologische Forschung und Routineanwendungen unerlässlich. Sie liefert Strahlungsbilanzparameter, Wolkenverteilung, Temperatur etc.. Werden Datensätze von Instrumenten auf geostationären und polar umlaufenden Satelliten gekoppelt, lassen sich diese Informationen mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung erstellen.

Der wesentliche Nachteil dieser Methoden jedoch ist ihre geringe vertikale Auflösung. Um in dieser Hinsicht Fortschritte zu erzielen, ist der Einsatz eines Rückstreulidars im Weltraum geplant. Damit kann eine Entfernungsbestimmung mit einer Genauigkeit von etwa 100 m erreicht werden.

Auf dem Weg zu einem operationellen Rückstreulidar auf einer polaren Plattform Ende des Jahrhunderts wird als Zwischenschritt der Flug eines Shuttle-Lidars vorgeschlagen. Deshalb haben das Meteorologische Institut der Universität München (MIM) und die DLR (vormals DFVLR) die Idee ALEXIS (Atmospheric Lidar Experiment in Space) entwickelt.

ALEXIS umfaßt im wesentlichen drei Teile:

- * Einsatz eines Weltraumlidars während einer Kurzzeitmission (Shuttle)
- * Entwicklung von Inversionsalgorithmen zur Datenauswertung
- * Durchführung eines Verifikationsexperiments

Mit ALEXIS soll der Nutzen eines Weltraumlidars nachgewiesen und die gewonnenen Erkenntnisse in zukünftige Planungen eingebracht werden. Das detaillierte Konzept ist in einer Phase-A Studie (MÖRL et al., 1988) dargelegt. Hier sollen nur kurz die wesentlichen Punkte mitgeteilt werden.

2 WISSENSCHAFTLICHE ZIELE

Von ALEXIS können vornehmlich Beiträge zu zwei Fragestellungen geliefert werden: Bestimmung von Wolken- und Aerosolparametern. Insbesondere dient die Fähigkeit der Vermessung vertikaler Strukturen folgenden Zielen:

- * Bestimmung von Wolkenobergrenzen
- * Bestimmung der Vertikalstruktur dünner Wolken
- * Vermessung der räumlichen Verteilung troposphärischen und stratosphärischen Aerosols
- * Ableitung der Höhe der planetaren Grenzschicht

und der Tropopausenhöhe

Im Rahmen von ALEXIS ist vorgesehen, daß die aus Weltraumlidar-Messungen abgeleiteten Größen durch unabhängige Meßmethoden verifiziert werden. Das gilt insbesondere für Aerosolparameter wie das Profil des Extinktionskoeffizienten $\sigma(z)$.

3 GESAMTKONZEPT

Wegen der Kombination eines Lidar-Weltraumeinsatzes und eines (boden gebundenen) Verifikationsexperiments sind für ALEXIS feste Rahmenbedingungen vorgegeben: Gleichzeitige Messungen können nur während kurzer Satelliten-Überflüge über einem vorher festgelegten Referenzgebiet erfolgen.

Es ist beabsichtigt, das Ground-Truth-Experiment in der Sahara durchzuführen, da sich hier aufgrund der geringen Bewölkung und des hohen Aerosolgehaltes gute Voraussetzungen für Aerosol-Fernerkundung bieten. Lidar-Messungen werden während etwa 4-5 Satelliten-Überflügen angestrebt.

Neben diesen Aerosolmessungen wird sich ALEXIS auch mit Wolkenfernerkundung befassen. Für die Vermessung von Wolken sind ein oder zwei Viertelorbite vorgesehen, um eine klimatologisch repräsentative Auswahl von Wolkentypen hinsichtlich Höhe und Topographie untersuchen zu können.

Vor dieser Hauptphase ist ein Vorexperiment mit Flugzeuglidars anstelle des Weltraumlidars vorgesehen. Das Vorexperiment dient der Erprobung der Meßstrategie.

4 VERIFIKATIONSEXPERIMENT

Da mit ALEXIS nicht nur eine Technologie-Demonstration beabsichtigt ist, sondern auch wissenschaftliche Erkenntnisse gewonnen werden sollen, ist eine Verifikation der aus Weltraumlidar-Messungen abgeleiteten Profile des Extinktionskoeffizienten $\sigma(z)$ notwendig. Insbesondere läßt sich im Rahmen eines Verifikationsexperiments die Genauigkeit der angewendeten Inversionsalgorithmen überprüfen.

Für diese Zwecke sind unabhängige Messungen der für die Inversion benötigten Eingabeparameter (σ/β) und des abgeleiteten $\sigma(z)$ -Profils erforderlich. Diese Größen sollen durch in-situ Messungen vom Flugzeug aus durchgeführt werden, wobei nach dem heutigen Stand der Meßtechnik Schwierigkeiten bei der Messung der Aerosolabsorption zu erwarten sind. Ferner ist geplant, durch bodengestützte und flugzeuggetra-

gene Lidars eine unabhängige Messung des Aerosolprofils zu erreichen. Die Organisation des Verifikationsexperimentes wird vom MIM durchgeführt.

5 DATENAUSWERTUNG

Von den ALEXIS-Messungen wird erwartet, daß sich Wolkenhöhen und die Ausdehnung von Aerosolschichten bestimmen lassen. Ferner ist die Ableitung der optischen Dicke und des Extinktionskoeffizienten anvisiert.

Das Hauptgewicht der Auswertung bezieht sich auf das Aerosol-Extinktionsprofil. Dazu sind komplexe Inversionsalgorithmen notwendig. In der Vorbereitung von ALEXIS wurde bereits damit begonnen, verschiedene aus der Literatur bekannte analytische Verfahren (z.B. KLETT, 1985) und selbst entwickelte iterative Verfahren (z.B. KÄSTNER und QUENZEL, 1987) in Hinblick auf ihre Anwendbarkeit für ein Weltraumlidar zu vergleichen.

Resultate werden in einem separaten Poster bei dieser Tagung vorgestellt. Bis zum Beginn des Hauptexperiments soll ein Inversionsalgorithmus bereitgestellt sein, der auch mehrfach gestreute Photonen berücksichtigt.

6 GERÄTE-DESIGN

Das ALEXIS Lidar soll aus kommerziell erhältlichen Komponenten gebaut werden. Als Transmitter ist ein frequenzverdoppelter Nd:YAG Laser vorgesehen mit einer Energie von 300 mJ auf der Grundwelle ($\lambda = 1064$ nm) und von 200 mJ bei $\lambda = 532$ nm. Die Pulsfolgefrequenz ist 10 Hz. Die Strahldivergenz ist variabel zwischen 0.15 und 0.8 mrad. Das rückgestreute Signal wird über ein Cassegrain-Teleskop auf den Detektor gelenkt. Als Empfänger werden Photo-

multiplier im VIS und Avalanche-Photodioden im nahen IR eingesetzt. Transmitter und Empfänger werden in weltraumtaugliche Behälter (GAS-Container) eingebaut, die Datenaufzeichnung kann an Bord des Shuttles erfolgen.

Der Bau eines im Weltraum einsetzbaren Lidars wird an die Industrie vergeben, Überwachung und Beratung erfolgen durch DLR und MIM. Der Laser wird von CNES entwickelt.

7 AUSBLICK

ALEXIS ist ein gemeinsamer Projektvorschlag vom MIM und der DLR.

Es wurden bereits einige vorbereitende Arbeiten für ALEXIS begonnen, z.B. die erwähnte Phase-A Studie und die Studien zur Dateninversion.

Aus dem In- und Ausland liegen zahlreiche Interessenbekundungen zur Teilnahme am Verifikationsexperiment vor. CNES ist bereit, den Bau eines Lasers zu finanzieren. Von deutscher Seite ist zur Zeit noch keine Finanzierung gegeben, so daß die Art der Weiterführung des Konzepts noch nicht klar ist.

LITERATUR

KÄSTNER, M. und QUENZEL, H.: Assessment of Lidar Inversion Algorithms of Backscatter Signals of a Satellite Lidar. Final Report to ESTEC Contract No. 6712/86/NL/IW (1987).

KLETT, J.D.: Lidar Inversion with Variable Backscatter/Extinction Ratios. Appl. Opt. (1985) 24, S. 1638-1643.

MÖRL, P.; QUENZEL, H.; RENGGER, W.; SCHMITZ-PEIFFER, A.; SCHUMANN, U.; WEBER, E.; WIEGNER, M.: Atmospheric Lidar Experiment in Space, Phase-A Study. DFVLR-Mitt. 88-10 (1988), 84pp.

HOCHAUFLÖSENDE FEUCHTEMESSUNGEN MIT EINEM ZWEI-FREQUENZ-LIDAR

Jens Bösenberg, Albert Ansmann und Felix Theopold

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

Am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg wurde ein Lidarsystem aufgebaut, das zur Messung von Wasserdampfkonzentrationsprofilen in verschiedenen Bereichen der Troposphäre nach dem Differential-Absorptionsverfahren (DIAL) (Schotland, 1974) dient. Das Verfahren benutzt die Absorption im Zentrum einer der Absorptionslinien des Wasserdampfes im Rotations-schwingungsspektrum bei 725 nm, mit einer dicht neben dieser Linie liegenden zweiten Frequenz als Referenz. Besondere experimentelle Schwierigkeiten ergeben sich, weil das Verfahren eine doppelt differentielle Methode ist (bezüglich der Wellenlänge und der Höhe bzw. Entfernung), und weil die benutzten Wasserdampfabsorptionslinien sehr schmal sind. Auf die Lösung der damit verbundenen Probleme kann hier jedoch nicht weiter eingegangen werden.

Mit diesem Lidarsystem wurden während des Internationalen Cirrus Experimentes im Herbst 1987 auf der Insel Sylt außer Messungen im Cirrusniveau auch hochauflösende Messungen der Feuchte in der Grenzschicht durchgeführt. Das Verfahren ist höhenauflösend (durch Höhenzuordnung der Signale aufgrund ihrer Laufzeit), die Auflösung bei den hier gezeigten Messungen beträgt 75 m, die Meßzeit für ein Profil betrug 25 sec. Während etwa der gesamten Meßzeit von 3 Stunden waren Messungen im Bereich von ca. 250-400 m Höhe möglich, in den darüberliegenden Höhen traten häufig Ausfälle auf, da die dort oft viel schwächeren Signale nicht mit der erforderlichen hohen Genauigkeit erfaßt werden konnten, oder weil Wolken die Messungen verhinderten.

Das Beispiel in Abb. 1 zeigt die Zeitserien des Rückstreusignals und der Wasserdampfdichte in 3 Meßhöhen. Die gemessene Wasserdampfdichte beträgt etwa 5-8 g/m³, es ist eine deutliche Abnahme um etwa 1.5 g/m³ während der 3 Stunden Meßzeit zu beobachten. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Trend, der in den Bodenmessungen zu beobachten ist, dort nimmt die relative Feuchte leicht ab, von 76% auf 68%, die Temperatur nimmt von 16.1° auf 14.7° ab. Die mit dem Lidar gemessene Feuchte in den gezeigten Höhen ist im Vergleich zu einer Radiosondenmessung etwa 30% zu niedrig, die Radiosondenmessung ist konsistent mit den am Boden gemessenen Werten. Eine eindeutige Erklärung für diese Abweichung gibt es zur Zeit noch nicht, die meisten beim DIAL-Verfahren bekannten Fehlerquellen können aufgrund durchgeführter Test- und Kontrollmessungen als Ursache ausgeschlossen werden. Unsere Vermutung ist zur Zeit, daß die verwendeten Linienparameter (Linienstärke und/oder Linienbreite) inkorrekt sind. Dies muß weiter untersucht werden.

Von diesem relativ großen Fehler in der absoluten Meßgenauigkeit abgesehen, sind die Meßreihen in den 3 Höhen untereinander konsistent. Unter den beobachteten Feldern von kleinen Cumuli (Lage genau bekannt aus dem Rückstreusignal) ist die Feuchte deutlich höher als in den übrigen Bereichen (bis zu etwa 1 g/m³), die Rückstreuung ist hier ebenfalls größer, vermutlich weil die Aerosolteilchen wegen der größeren Feuchte hier stärker gequollen sind. In den Bereichen direkt neben den Wolken finden sich ausgeprägte "down-drafts", bis weit unter die Wolkenbasis hinun-

terreichende Ausbrüche trockener Luft mit wenigen oder wenig aufgequollenen Aerosolteilchen. Diese downdrafts sind sowohl in der Rückstreuung als auch in der Feuchte sehr gut zu erkennen und eindeutig korreliert.

Messungen wie die hier gezeigten konnten mit anderen Verfahren bisher nicht gewonnen werden. Nur mit direkten Flugzeugmessungen ist eine vergleichbare bzw. bessere Auflösung zu erreichen, synchrone Messungen in mehreren Höhen sind damit jedoch praktisch nicht möglich. Als besonderer

Vorteil erweist sich auch die gleichzeitige Erfassung der räumlichen Struktur mit Hilfe des Rückstreusignals und der Feuchte. Weitergehende Analysen dieser Messungen werden zur Zeit noch durchgeführt.

Literaturverzeichnis

Schotland, R.M.: Errors in Lidar Measurements of Atmospheric Gases by Differential Absorption. J. Appl. Meteorol., 13, (1974), S. 71.

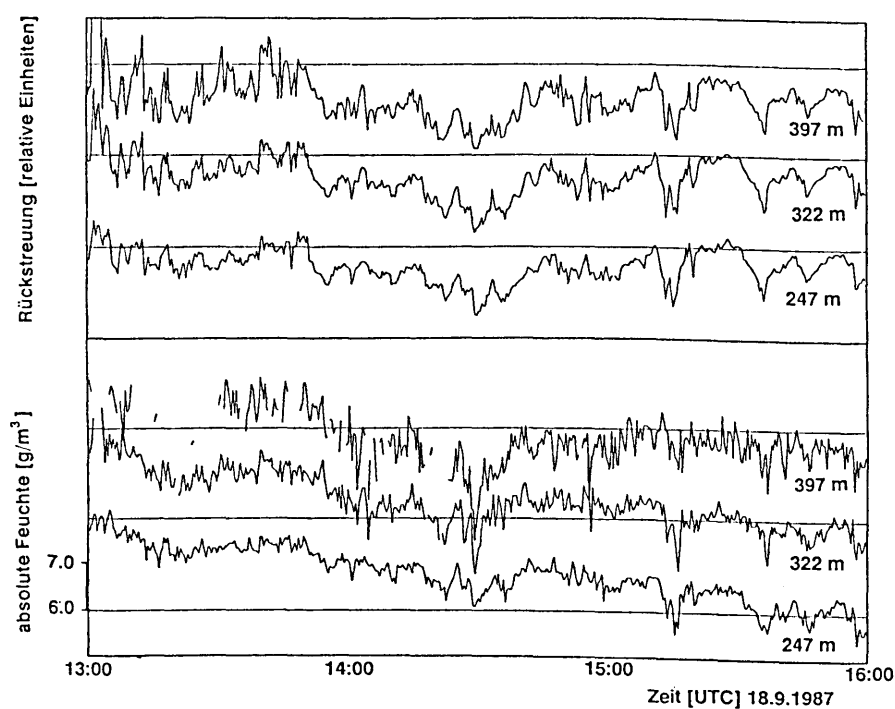


Abb. 1: Zeitserien von Feuchte und Rückstreuung in 3 Höhen in einer konvektiven Grenzschicht.

FERNERKUNDUNG VON CIRRUSWOLKEN MIT EINEM FLUGZEUGGETRAGENEN LIDARSYSTEM

A. Schmitz-Peiffer, W. Renger und P. Mörl

Institut für Physik der Atmosphäre, DFVLR-Oberpfaffenhofen, 8031 Weßling

1. EINLEITUNG

Die im Vergleich zu den tiefliegenden Stratuswolken optisch recht dünnen Cirruswolken stellen für das System Atmosphäre-Boden eine Wärmequelle dar. Die solare Einstrahlung überwiegt bei weitem die langwellige Ausstrahlung der Wolken. Schon kleine Änderungen in der optischen Dicke der Cirren können die Strahlungsbilanz des Systems ändern. Eine langfristige Zunahme des Bedeckungsgrades mit Cirren kann Klima und Wetter der Erde beeinflussen (LIOU, 1986).

Mit einem flugzeuggetragenen Lidarsystem kann der Bedeckungsgrad und die optische Dicke auch von optisch sehr dünnen, für das menschliche Auge und für passive Radiometer unsichtbaren Cirren, fernerkundet werden. Anhand eines Tests verschiedener Algorithmen wird untersucht wie genau die optischen Dicke aus Lidarmessungen bestimmt werden kann.

Mit dem am besten geeigneten Algorithmus werden Messungen des flugzeuggetragenen Lidarsystems ALEX-F ausgewertet und diskutiert.

Es sind dies Messungen vom Forschungsflugzeug FALCON 20 oberhalb ausgedehnter Cirruswolken über dem Alpenraum mit dem nach unten blickenden Lidarsystem (Februar 1983) und Messungen während des Internationalen Cirrus Experiments im Oktober 1987 (ICE'87) vom Forschungsflugzeug DO228 mit dem senkrecht nach oben blickenden Lidarsystem.

2. THEORIE

Die Lidargleichung für elastische Rückstreuung lautet:

$$P(r) = P_0 \cdot \eta \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot \frac{A}{r^2} \cdot \beta(r) \cdot \exp(-2 \cdot \int_0^r \sigma(z) dz) \quad (1)$$

$P(r)$ ist das aus der Entfernung r zurückgestreute Signal, P_0 das Ausgangssignal, η der Wirkungsgrad der Optik und Elektronik, $(c \cdot \tau)/2$ die Länge des Laserimpulses, A die Empfangsfläche des Detektors, $\beta(r)$ der Rückstreckkoeffizient und $\sigma(r)$ der Extinktionskoeffizient.

Gesucht ist $\sigma(r)$, um die optische Dicke von Cirruswolken fernzuerkunden. Gemessen wird aber

$$\beta(z) \cdot \exp(-2 \cdot \int_0^z \sigma(z) dz) = \beta(z) \cdot T^2(z) \quad (2)$$

wenn die Systemkonstante $Sys = \eta \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot A$ und P_0 konstant sind (T ist der Grad der gerichteten Transmission). Zur Bestimmung von $\sigma(r)$ gibt es analytische und iterative Verfahren. Bei den hier untersuchten analytischen Verfahren (A1, A2, A3) wird $\sigma(r)$ mittels einer Integration über das Lidarsignal bestimmt. Dabei müssen ein Startwert für das Extinktionsprofil (σ_0) und σ/β , das sog. Lidar Verhältnis (LV) bekannt sein. Beim Verfahren A1 liegt σ_0 am

fernen Ende des Lidarsignals, beim Verfahren A2 am nahen Ende des Lidarsignals. LV wird hier als analytische Funktion $\sigma = c \cdot \beta^k$ mit c, k = Konstanten vorgegeben. LV ist abhängig von Medium. So ist für eine Rayleigh-Atmosphäre LV = 8.3 und für Cirrus-Wolken LV = 12-16, während LV für Aerosolteilchen je nach Aerosoltyp zwischen 25 (maritimes Aerosol) und 80 (Rußpartikel, frische Vulkanasche) variieren kann. Beim Verfahren A3 kann zusätzlich zu A1 das Lidarverhältnis frei vorgegeben werden. Außerdem wird die Streuung an Molekülen vom Signal getrennt, sodaß man ein Profil des Aerosol-Extinktionskoeffizienten erhält. Diese Trennung in Molekül- und Aerosolanteile spielt bei Messungen bei kurzen Wellenlängen und in der wolkenfreien höheren Troposphäre sowie in der Stratosphäre eine Rolle. Die Verfahren A1, A2 und A3 sind bei KLETT (1981, 1985) beschrieben.

Bei den iterativen Verfahren I1 und I2 muß zur Bestimmung von $\sigma(r)$ neben LV die Systemkonstante Sys bekannt sein. Bei I1 wird das gemessene Lidarsignal durch einen Polygonzug angepaßt, bei I2 wird ein Modellsignal, berechnet mit Gl. (1) mit dem gemessenen Lidarsignal verglichen (KÄSTNER UND QUENZEL, 1987). $\sigma(r)$ wird dabei solange variiert, bis die Differenz zwischen Modellsignal und Meßsignal minimal wird.

3. ERGEBNISSE

Abb.1 zeigt die Ergebnisse der Fehlerrechnung bei der Bestimmung der optischen Dicke τ mit den fünf Algorithmen für eine Modell-Cirruswolke. Die Cirruswolke mit $\tau = 2.7$ reicht von 9 km bis zu einer Höhe von 11 km. Die Rechnungen wurden für LV = 14 und die Laserwellenlänge $\lambda = 1.06 \mu m$ durchgeführt. Die Ergebnisse machen deutlich, daß der Algorithmus A3 (KLETT, 1985) am unempfindlichsten auf Fehler im Startwert σ_0 und im Lidarverhältnis LV reagiert. Bei A2 treten große Fehler auf, da das Verfahren bei höheren optischen Dicken instabil wird. Die beiden iterativen Verfahren reagieren empfindlicher auf Fehler in der Kenntnis von Sys als die analytischen Verfahren bei gleich groß angenommenen Fehlern im Startwert σ_0 .

Weitere Rechnungen zeigen, die Lösungen der Algorithmen deutlich verbessert werden, wenn Zwangsbedingungen wie die Kenntnis des Rückstreckkoeffizienten β , einer unterhalb des Cirrus liegenden homogenen Schicht (Stratus, Boden) berücksichtigt werden. Um die Lösung zu verbessern, muß β , allerdings auf $\pm 10 \%$ genau bekannt sein.

Der obere Teil von Abb.2 zeigt Cirruswolken, die mit dem nach oben blickenden Lidarsystem während ICE'87 entlang eines Flugweges vermessen wurden. Der untere Teil von Abb.2 zeigt die optische Dicke berechnet mit dem Verfahren A3 mit LV = 14 und $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-3} 1/m$ bei der Laserwellenlänge 1060 nm entsprechend einer Sichtweite von 1 km, die 100 m unterhalb der Wolkeno-

bergrenze angenommen wurde. Typische Sichtweiten in Cirren liegen bei 1-3 km. bei einer Variation der Sichtweite von 2 +/- 1 km beträgt der relative Fehler in der berechneten optischen Dicke 25 %.

Die gleichzeitig mit einem PRT5-Radiometer durchgeführten Infrarotmessungen sind gut mit den optischen Dicken korreliert, d.h. optisch dicke Cirren haben ein höheres Emissionsvermögen und erzeugen dadurch ein größeres Signal am PRT5 als optisch dünne Wolken.

4. AUSBLICK

Beim Internationalen Cirrus Experiment ICE'89 sollen die Cirren mit IR-Radiometer und ALEX-F vermessen werden, um die Verknüpfung von Emission und optischer Dicke im Detail zu untersuchen. Die geplanten Messungen der Polarisationsanteile des rückgestreuten Lichtes bei möglichst zwei Wellenlängen sollen Auskunft geben

über die Zusammensetzung der Eiskristalle aber auch über den Einfluß der Mehrfachstreuung auf das Lidarsignal, welcher bisher bei der Ableitung der optischen Dicke noch nicht berücksichtigt worden ist.

LITERATUR:

KÄSTNER, M.; QUENZEL, H.: Assessment of Lidar Inversion Algorithms for Backscatter Signals of a Satellite Lidar; Final Report ESTEC Contract No. 6712/86/NL/IW (1987).

KLETT, J.D.: Stable Analytical Inversion for Processing Lidar Returns; Appl. Opt. 20, (1981), S. 211-220.

KLETT, J.D.: Lidar Inversions with Variable Backscatter/Extinction Ratios; Appl. Opt. 24, (1985), S. 1638-1643.

LIU, K.N: Review: Influence of Cirrus Clouds on Weather and Climate Processes: A Global Perspective; Mon. Weath. Rev. (1986); Vol.114, June 1986, S.1167-1199.

	a	b	c	d	e
Verfahren	ohne Fehler	$\sigma_o + 20\%$	$\sigma_o - 20\%$	LV + 20 %	LV - 20 %
		Sys + 20%	Sys - 20%		
A1	3	7	14	-	-
A2	20	19	20	-	-
A3	3	7	14	7	7
I1	2	50	40	33	56
I2	1	56	17	18	60

Abb. 1: Relativer Fehler bei der Bestimmung der optischen Dicke einer Cirruswolke mit fünf verschiedene Verfahren für unterschiedliche Fehlerannahmen (a-e)

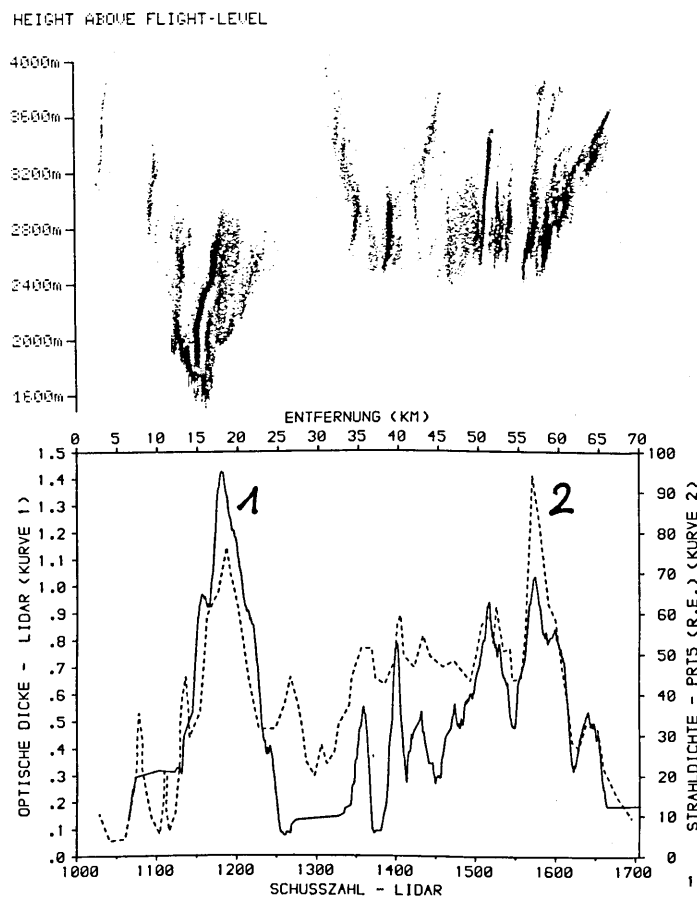


Abb. 2: ICE'87: 1.10.87,15.44'-15.57'Uhr; Lidar-Rückstreusignal (mit dem Quadrat der Entfernung korrigiert) von Cirruswolken als Funktion des Flugweges. Das Lidar blickt senkrecht nach oben und fliegt in einer Höhe von 5 km. Darunter: Optische Dicke, bestimmt aus den Lidarmessungen (1) und Messungen des PRT5-Radiometers (2).

Klaus Wege, Hans Claude, Thomas Hohmann, Fritz Schönenborn, Reinhold Hartmannsgruber

Deutscher Wetterdienst

Meteorologisches Observatorium Hohenpeißenberg

1 EINLEITUNG

Der in der Stratosphäre prognostizierte Ozonrückgang soll nach Modellrechnungen sein Maximum in etwa 40 km Höhe haben. Am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg werden seit 1967 Ozonsondierungen durchgeführt, die jedoch im allgemeinen nur 32 bis 35 km Höhe erreichen. Für größere Höhen ist das Lidar geeignet; mit ihm kann das Ozonprofil bis ca. 50 km Höhe bestimmt werden.

Nachdem ein erstes Lidar auf der Zugspitze erfolgversprechende Ergebnisse lieferte (WERNER et al. 1983), wurde eine für Dauerbetrieb überarbeitete Version auf dem Hohenpeißenberg errichtet (GEH 1987). Es ist seit Herbst 1987 im operationellen Betrieb (CLAUDE und WEGE 1988, WEGE und CLAUDE 1988).

2 MESSVERFAHREN

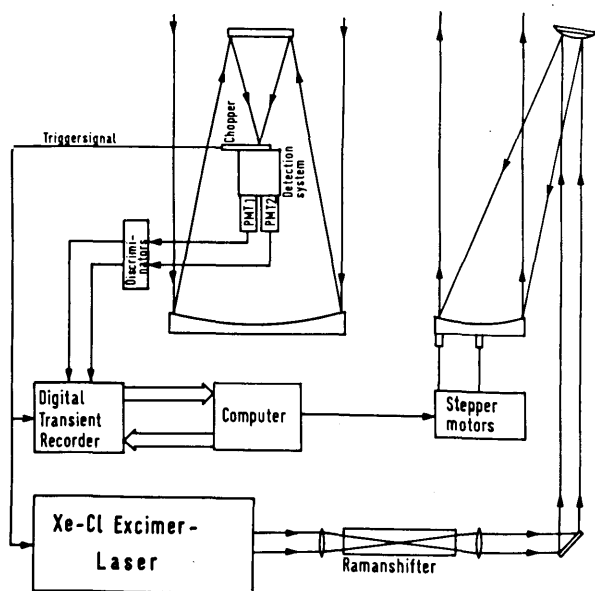


Abb 1: Übersichtsdiagramm der Lidarapparatur.

Die Messung erfolgt nach dem Verfahren der differentiellen Absorption. Ein XeCl-Excimer-Laser emittiert gepulstes UV-Licht von 308 nm, das von Ozon stark absorbiert wird (Abb. 1). Nachdem in einer Ramanzelle die Referenzwellenlänge von 353 nm erzeugt wurde, werden die Pulse beider Wellenlängen senkrecht in die Atmosphäre emittiert. Das rückgestreute Licht wird vom Empfangsspiegel in den Detektorblock fokussiert und nach Trennung beider Wellenlängen zwei Photomultipliern zugeführt. Über Zwischenspeicher werden die Photonenzählraten vom Rechner zur weiteren Bearbeitung übernommen.

Die Auswertung basiert auf der Lidargleichung. Man erhält schließlich die Teilchendichte des Ozons $N_A(R)$ aus:

$$N_A(R) = \frac{1}{2\Delta\sigma_A} \frac{\partial}{\partial R} \ln \frac{M_2(R)}{M_1(R)} + S(R) + E(R)$$

Hierbei ist R die Entfernung, $\Delta\sigma_A$ die Differenz der Absorptionsquerschnitte beider Wellenlängen, M_1 und M_2 die Rückstreuungssignale beider Wellenlängen. S und E sind Korrekturglieder, die sich aus den Streu- und Extinktionseigenschaften der Atmosphäre in der betreffenden Höhe ergeben.

3 VERGLEICH MIT KONVENTIONELLEN MESSUNGEN

Der Vergleich der Lidarmessungen mit den Sonden ist im Überlappungsbereich außerordentlich zufriedenstellend, wie in Abbildung 2 an einem Beispiel gezeigt wird. In Abbildung 3 ist für 28 - 32 km Höhe (Umkehrschicht 6) ein Vergleich im zeitlichen Verlauf angegeben (CLAUDE et al. 1988). Hier ist gleichfalls

die gute Übereinstimmung zu sehen. Auch die mittlere relative Differenz von 0.41 % zwischen aufintegrierten Lidarwerten und Dobson-Werten zeigt keine systematische Abweichung.

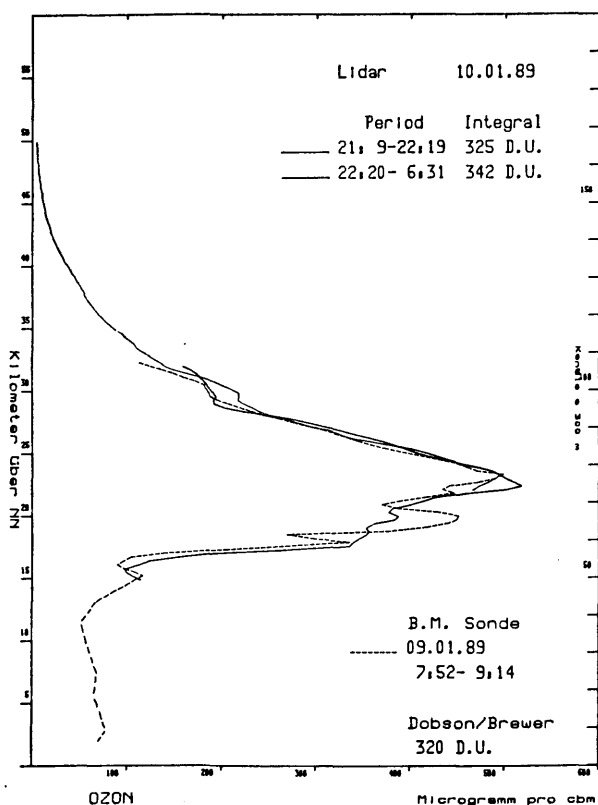


Abb. 2: Ozonprofile vom 9./10. Januar 1989; ausgezogen: Lidar, gestrichelt: Sonde.

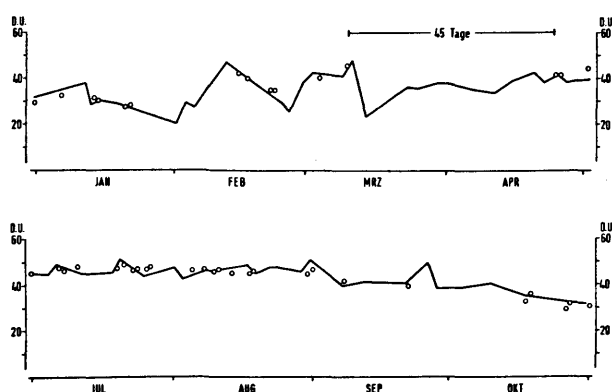


Abb. 3: Verlauf der reduzierten Schichtdicke in D.U. - Umkehrschicht 6 (28.2 - 33.0 km Höhe) für die Zeiträume Januar bis April und Juli bis Oktober 1988; ausgezogen: Sonde, Kreise: Lidar.

4 ZEITLICHE OZONÄNDERUNGEN

Der Ozonverlauf in 24 - 38 km Höhe (Umkehrschicht 5 - 7) gleicht dem von den Sonden bekannten Jahresgang mit Maximum im Sommer und Minimum im Winter. In größeren Höhen ist mit den vorliegenden Daten kaum ein Jahresgang feststellbar.

Darüber hinaus zeigen die Lidarmessungen erstmals sehr rasche Änderungen im Ozonprofil. Diese laufen mitunter innerhalb einer Nacht ab und konnten deshalb mit Sondierungen bisher nicht erfaßt werden. An einem Beispiel wird ein kurzfristiger markanter Ozonanstieg im Ozonmaximum gezeigt.

5 LITERATUR

CLAUDE, H.; WEGE, K.: The Hohenpeissenberg Lidar: First results and intercomparison with Brewer/Mast soundings. Proceedings of the International Ozone Symposium 1988. A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia (1988).

CLAUDE, H.; GEH, B.; HARTMANNSGRUBER, R.; HOHMANN, T.; ROTHE, K.W.; SCHÖNENBORN, F.; WALTHER, H.; WEGE, K.: Weiterentwicklung, Bau und Betrieb eines Lidars zur Bestimmung des atmosphärischen Ozonprofils. Abschlußbericht Vorhaben 070459408 (1988).

GEH, B.: Aufbau einer automatischen Lidar-Apparatur zur Messung der stratosphärischen Ozonkonzentration. Diplomarbeit, Universität München (1987).

WERNER, J.; ROTHE, K.W.; WALTHER, H.: Monitoring of the stratospheric ozone layer by laser radar. Applied Physics, B32, S. 113-118. (1983).

WEGE, K.; CLAUDE, H.: Vertical ozone profiles obtained by differential absorption lidar. WMO, Instr. and Observing Methods, Report No. 33, S. 187-192, TECO, Leipzig (1988).

W I N D - U N D S E E G A N G S M E S S U N G E N
M I T M I K R O W E L L E N
V O M W E L T R A U M A U S

Werner Alpers

Fachbereich 1 (Physik)
Physik des Meeres
Universität Bremen
2800 Bremen 33

1 EINLEITUNG

Konventionelle ozeanographische und meteorologische Messungen über See werden gewöhnlich in-situ von Schiffen, Bojen und Meeresplattformen aus durchgeführt. Solche Messungen sind jedoch nur an einigen ausgewählten Punkten möglich. Somit ist ihr Nutzen für operationelle Zwecke, z.B. für die Wetter- oder Seegangsvorhersage, sehr begrenzt. Mit Hilfe erdumkreisender Satelliten ist es hingegen möglich, ozeanographische und meteorologische Messungen global und quasi-synoptisch durchzuführen.

Zwei Beispiele für Satellitenmessungen über See sollen hier vorgestellt werden: Wind- und Seegangsmessungen mit aktiven Mikrowellenverfahren. Mikrowellen mit Wellenlängen im Dezimeter- und Zentimeter-Bereich durchdringen die Wolken. Somit sind Fernerkundungsverfahren, die mit diesen elektromagnetischen Wellen arbeiten, wetterunabhängig.

Aktive Mikrowellenverfahren nennt man auch häufig Radarverfahren. Mikrowellen werden über eine Antenne abgestrahlt und nach Reflektion an der Meeresoberfläche mit derselben Antenne wieder empfangen. Die drei wichtigsten aktiven Mikrowellengeräte, die von Satelliten aus für ozeanographische Messungen eingesetzt werden, sind:

- der Radarhöhenmesser (radar altimeter)
- das Scatterometer und
- das Radar mit synthetischer Apertur (synthetic aperture radar, SAR).

Alle diese Geräte wurden im Jahre 1978 auf dem amerikanischen Seasat-Satelliten, dem ersten Fernerkundungssatelliten, der für rein ozeanographische Anwendungen konzipiert war, geflogen. Leider hatte er nur eine Lebensdauer von 3 Monaten, aber er hat in dieser Zeit eine Fülle von wertvollen Daten geliefert. Die erfolgreiche Seasat-Mission hat bewirkt, daß die Europäer ihrerseits einen ozeanographischen Fernerkundungssatelliten konzipierten, der ähnliche Radargeräte an Bord hat wie Seasat. Dieser Satellit trägt den Namen ERS-1 (European Remote Sensing Satellite 1) und soll im September 1990 gestartet werden.

In diesem Vortrag beschränke ich mich darauf, die Wirkungsweise des Scatterometers zur Windmessung und des Radars mit synthetischer Apertur zur Seegangsmessung kurz zu beschreiben.

2 SCATTEROMETER

Unter einem Scatterometer versteht man ein kalibriertes aktives Mikrowelleninstrument, mit dem sehr genau die Leistung des von der Wasseroberfläche rückgestreuten Radarsignals gemessen werden kann. Dieser Meßwert wird dann mit Hilfe der Radargleichung umgerechnet in den normalisierten Radarrückstreuquerschnitt σ_0 , der die Rückstreuungseigenschaften der rauhen Wasseroberfläche beschreibt.

Die Radarrückstreuung von der Wasseroberfläche erfolgt durch die kurzen Oberflächenwellen. Wird die Wasseroberfläche unter einem Einfallswinkel θ von 30-70 Grad angestrahlt, dann kann die Radarrückstreuung durch die Bragg-Streuthorie beschrieben werden (Valenzuela 1978). Die Oberflächenwellen, die die Radarrückstreuung bewirken, haben die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta} \quad (1)$$

wobei λ_0 die Radarwellenlänge ist. Gl. (1) ist die Bragg-Resonanzbedingung. Nach der Bragg-Streuthorie ist die Radarrückstreuung proportional zum Amplitudenquadrat der Braggwellen. Je höher die lokale Windgeschwindigkeit, umso größer ist die Amplitude dieser Wellen. Diese Tatsache nutzt man aus, um über den normalisierten Radarrückstreuquerschnitt σ_0 die Windgeschwindigkeit über dem Ozean zu messen. Um σ_0 -Werte, die mit Hilfe eines satellitengetragenen Scatterometers gemessen werden, in Windgeschwindigkeiten U umrechnen zu können, benötigt man eine Kalibrierungskurve $\sigma_0 = f(U)$. Diese Kalibrierungskurve kann aus Flugzeugmessungen gewonnen werden (Feindt et al. 1986). Dabei werden die mit einem flugzeuggetragenen Scatterometer gemessenen σ_0 -Werte in Beziehung gesetzt zu in-situ gemessenen Windvektoren. Es stellt sich heraus, daß die

Abhängigkeit von σ_0 von der Windgeschwindigkeit U beschrieben werden kann durch

$$\sigma_0 = C \cdot U^\gamma \quad (2)$$

Hier sind C und γ Parameter, die vom Einfallswinkel und dem Azimutwinkel ϕ (Winkel zwischen Antennenblickrichtung und Windrichtung) abhängen. Die azimuthale Abhängig-

keit von σ_0 kann geschrieben werden als

$$\sigma_0 = A \cos \phi + B \cos 2\phi + D \quad (3)$$

wobei die Parameter A, B und D von U und θ abhängen. Die Radarrückstreuung ist am größten, wenn die Antenne in Windrichtung (upwind) ($\phi = 0^\circ$), und am geringsten, wenn sie quer zur Windrichtung schaut. Abb. 1 zeigt σ_0 als Funktion der Windrichtung für

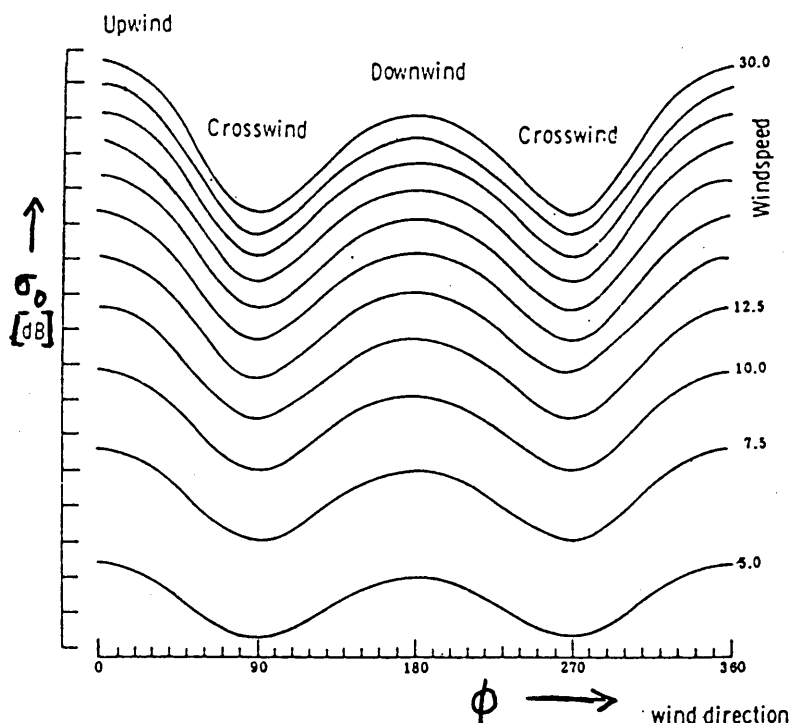


Fig. 1
Normalisierter Radarrückstreuquerschnitt σ_0 in dB als Funktion der Windrichtung für unterschiedliche Windgeschwindigkeiten.

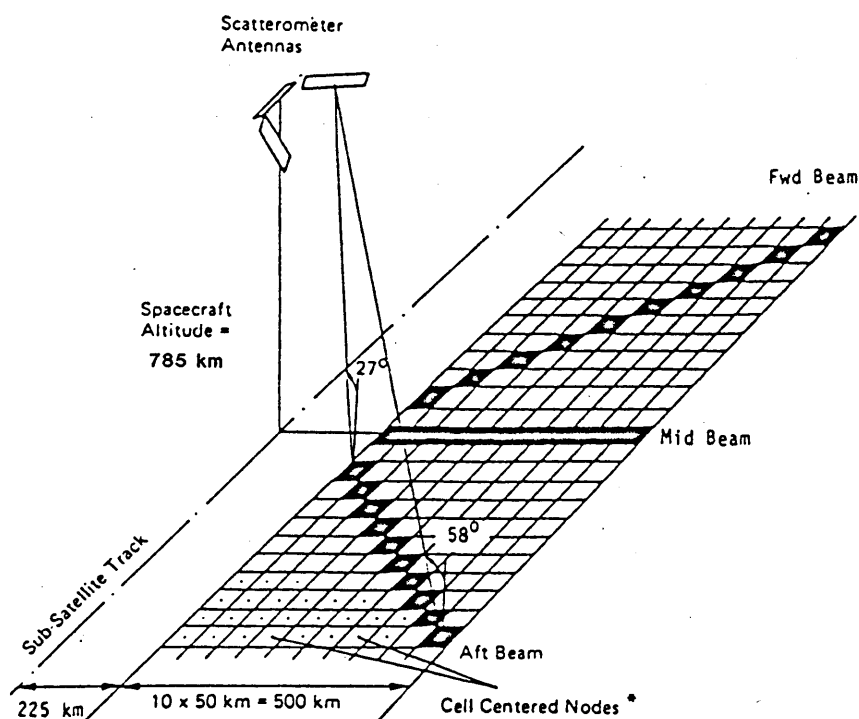


Fig. 2
Geometrie des Scatterometers an Bord von ERS-1.

verschiedene Windgeschwindigkeiten. Aus der Tatsache, daß σ_0 von U und ϕ abhängt, ergibt sich die Möglichkeit, aus drei σ_0 -Messungen mit verschiedenen Azimutwinkeln die Windgeschwindigkeit und Windrichtung zu bestimmen. Solche dreifachen σ_0 -Messungen, die sich im Azimutwinkel um 45 unterscheiden, werden vom ERS-1-Satelliten mit 3 Antennen durchgeführt, wie in Abb. 2 schematisch dargestellt. Das Wind-Scatterometer an Bord ERS-1 mißt die Windgeschwindigkeit längs eines Streifens von 500 km Breite in Zellen von 50 km x 50 km.

3. RADAR MIT SYNTHETISCHER APERTUR

Das Radar mit synthetischer Apertur (englisch: Synthetic Aperture Radar, abgekürzt: SAR) ist ein abbildendes Radarsystem, mit dem man Bilder hoher geometrischer Auflösung von der Erd- und der Wasseroberfläche erhalten kann. Das SAR an Bord von ERS-1 wird eine Auflösung von 30 m x 30 m am Boden haben. Diese hohe Auflösung wird durch das synthetische Apertur-Prinzip erreicht, wobei die Bewegung des Satelliten benutzt wird, um eine lange Antenne zu erzeugen. Auf SAR-Bildern sind Oberflächenwellen, interne Wellen, ozeanische Fronten und Wirbel, Schiffswellen und Unterwasser-Bodenstrukturen in Gezeitengewässern zu erkennen. Die Sichtbarkeit solcher ozeanischen Strukturen auf SAR-Bildern beruht darauf, daß die kurzen Ozeanwellen, welche für die Radarrückstreuung verantwortlich sind (die Bragg-Wellen), durch Oberflächenwellen und variablen Oberflächenströmungen moduliert werden. Bei der Abbildung von Oberflächenwellen erfolgt die Modulation dadurch, daß die Bragg-Wellen durch die langen Oberflächenwellen geneigt und hydrodynamisch moduliert werden. (Schröter et al. 1986). Weiterhin bewirkt die Bewegung der Wasseroberfläche, daß die Phase des rückgestreuten Radarsignals verändert wird. Diese Phasenmodulation trägt zum SAR-Abbildungsmechanismus bei und wird "Velocity bunching" genannt (Alpers und Rufenach 1979). Außerdem verursacht sie auch eine Verbreiterung der geometrischen Auflösung in Flugrichtung. Die Phasenmodulation kann zu Nichtlinearitäten im SAR-Abbildungsmechanismus führen.

Die Theorie des SAR-Abbildungsmechanismus von Oberflächenwellen ist z.Zt. Gegenstand intensiver Forschung (Hasselmann et al. 1985). Man kann den Abbildungsmechanismus z.B. theoretisch mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen studieren (Alpers 1983, Brüning et al. 1986). Eine experimentelle Prüfung der Abbildungstheorie wurde während des SIR-B (Shuttle Imaging Radar-B) Experiments im Jahre 1984 durchgeführt.

Während dieses Experiments wurden SAR-Aufnahmen vom Space Shuttle "Challenger" aus über der Nordsee gemacht und gleichzeitig mit einer Boje Seegangsspektren gemessen. Aus den SAR-Bildern wurden dann SAR-Bildspektren berechnet. Diese gemessenen SAR-Bildspektren wurden mit simulierten SAR-Bildspektren verglichen, die unter Verwendung der SAR-Abbildungstheorie aus den Seegangsspektren berechnet wurden. Es stellte sich heraus, daß die simulierten SAR-Bildspektren sehr gut mit den von "Challenger" aus gemessenen übereinstimmen (Alpers et al. 1986).

In einer weiteren Untersuchung wurde mit einem Seegangsvorhersagemodell der Seegang während der "Challenger"-Überflüge über der Nordsee "nachgesagt". Unter Verwendung der SAR-Abbildungstheorie wurden aus den so erhaltenen Seegangsspektren SAR-Bildspektren längs der Shuttle-Flugbahnen berechnet. Wiederum ergaben sich gute Übereinstimmungen zwischen berechneten und gemessenen SAR-Bildspektren (Brüning et al. 1988).

An Bord des ERS-1-Satelliten soll im sog. Wellen-Mode des AMI (Active Microwave Instrument) das Seegangsspektrum weltweit gemessen werden. Dazu werden SAR-Bilder über dem Ozean von Gebieten der Größe von 5 km x 5 km alle 200 km aufgenommen. Da die anfallende Datenrate für den Wellen-Mode gering ist, ist es nicht nötig, daß die SAR-Daten direkt zu einer Empfangsstation übermittelt werden. Sie werden zunächst an Bord gespeichert, und erst wenn der Satellit sich im Empfangsbereich einer Bodenstation befindet, werden sie abgerufen. Somit ist eine globale Messung des Seegangsfeldes möglich, vorausgesetzt, daß es gelingt, die SAR-Bildspektren in Ozeanwellenspektren zu invertieren. Dies wird in den Fällen schwierig sein, wo der SAR-Abbildungsmechanismus stark nicht-linear ist. Ein Beispiel für eine solche nichtlineare Beziehung zwischen Ozeanwellen- und SAR-Bildspektrum ist in Abb. 3 dargestellt (aus Alpers et al. 1986). Diese Abbildung zeigt links das mit einer Boje gemessene Seegangsspektrum und rechts das simulierte SAR-Bildspektrum. Wie man aus dieser Abbildung sieht, haben die beiden Spektren sehr unterschiedliche Gestalt. Auch sind die Hauptwellenrichtungen in beiden Spektren sehr unterschiedlich.

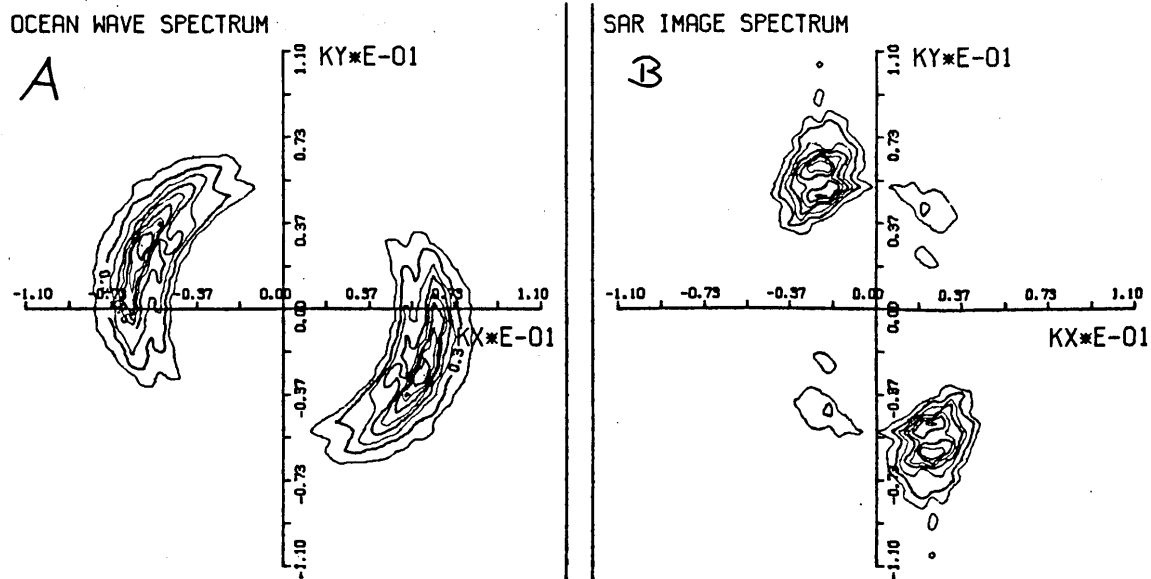


Fig. 3
Gemessenes Ozeanwellenspektrum (A) und simuliertes SAR-Bildspektrum (B) vom Space Shuttle-Überflug am 6. Oktober 1984 (11:51 UT) über der Nordsee (53°36,67'N; 5°52,7'E). Die horizontale Achse gibt die Flugrichtung an (aus Brüning et al. 1986).

4. LITERATURVERZEICHNIS

ALPERS, W.: Monte Carlo simulations for studying the relationship between ocean wave spectra and synthetic aperture radar image spectra. J. Geophys. Res. 88 (1983), S. 1745-1759

ALPERS, W.; BRÜNING, C.: On the relative importance of motion-related contributions to the SAR imaging mechanism of ocean surface waves. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing (1986), GE-24, S. 873-885

ALPERS, W.; BRÜNING, C.; RICHTER, K.: Comparison of simulated and measured synthetic aperture radar image spectra with buoy-derived ocean wave spectra during the Shuttle Imaging Radar-B mission. IEEE, Trans. Geosci. Remote Sensing (1986), GE-24, S. 559-566

BRÜNING, C.; ALPERS, W.; ZAMBRESKY, L.F.; TILLEY, D.G.: Validation of a SAR ocean wave imaging theory by the Shuttle Imaging Radar-B experiment over the North Sea. J. Geophys. Res. (1988), 93, S. 15403-15425

FEINDT, F.; WISMANN, V.; ALPERS, W.; KELLER, W.C.: Airborne measurements of the ocean radar cross section at 5.3 GHz as a function of wind speed. Radio Science 21 (1986), S. 845-856

HASSELMANN, K.; RANEY, R.K.; PLANT, W.J.; ALPERS, W.; SHUCHMAN, R.A.; LYZENGA, R.A.; RUFENACH, C.L.; TUCKER, M.J.: Theory of SAR ocean wave imaging: A MARSEN view. J. Geophys. Res. 90 (1985) S. 4659-4686

SCHRÖTER, J.; FEINDT, F.; ALPERS, W.; KELLER, W.C.: Measurement of the ocean wave-radar modulation transfer function at 4.3 GHz. J. Geophys. Res. 91 (1986), S. 923-932

VALENZUELA, G.R.: Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - a review. Boundary-Layer Meteorol. 13 (1978), S. 61-85

Norbert Didden

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel

Düsternbrooker Weg 20, D-2300 Kiel

1 EINLEITUNG

Fernerkundung mittels Satellitenaltimetrie ermöglicht die Messung der Meeresoberflächentopographie mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung. Der geodätische US-Navy-Satellit GEOSAT liefert seit November 1986 Messungen zwischen 72°S und 72°N auf einer Umlaufbahn, bei der mit einer Wiederholungsperiode von 17 Tagen exakt gleiche Grundspuren überflogen werden. Damit läßt sich die zeitliche Entwicklung der Anomalie der Oberflächentopographie (Abweichung vom Jahresmittel) bestimmen. Nach Diskussion der zu berücksichtigenden Korrekturen und der kollinearen Analyseverfahren werden Ergebnisse im westlichen tropischen Atlantik (60°-20°W, 10°S-30°N) vorgestellt, die starke jahreszeitliche Änderungen des geostrophischen Stromsystems zeigen.

2 GEOSAT-DATEN UND KORREKTUREN

Die für den Zeitraum von Nov. 86 bis Nov. 87 analysierten GEOSAT-Daten enthalten 22 Überflüge über die gleichen Grundspuren mit einer Auflösung von 7 km längs der Spur und einem Abstand der Spuren am Äquator von 164 km. Im Datensatz sind Korrekturen der Meereshöhe enthalten, die aus Modellen für Ionosphäre, trockene und feuchte Troposphäre (Laufzeitkorrekturen), für Erdgezeiten und Ozeangezeiten bestimmt wurden. Ferner werden Seegang-Bias (2 % der signifikanten Wellenhöhe) und Höhenänderung durch inversen Barometereffekt berücksichtigt. Größenordnung und Fehler der Korrekturen sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Langwellige Fehler werden durch die kollineare Analyse eliminiert.

Tabelle 1

Korrektur	Größenordnung / Fehler
Ionosphäre	$\leq 5\text{cm}$ / langwellig
Troposphäre trocken	$2.2\text{m} \pm 0.1\text{m}$ / 1cm
Troposphäre feucht	0 - 35cm / 10cm
Gezeiten Erde	0 (10cm) / $\leq 1\text{cm}$
Gezeiten Ozean	0 (1m) / $\leq 10\text{cm}$
Bias durch Seegang	2 % von SWH / $\leq 2\text{cm}$
Invers. Barometereffekt	80cm / langwellig

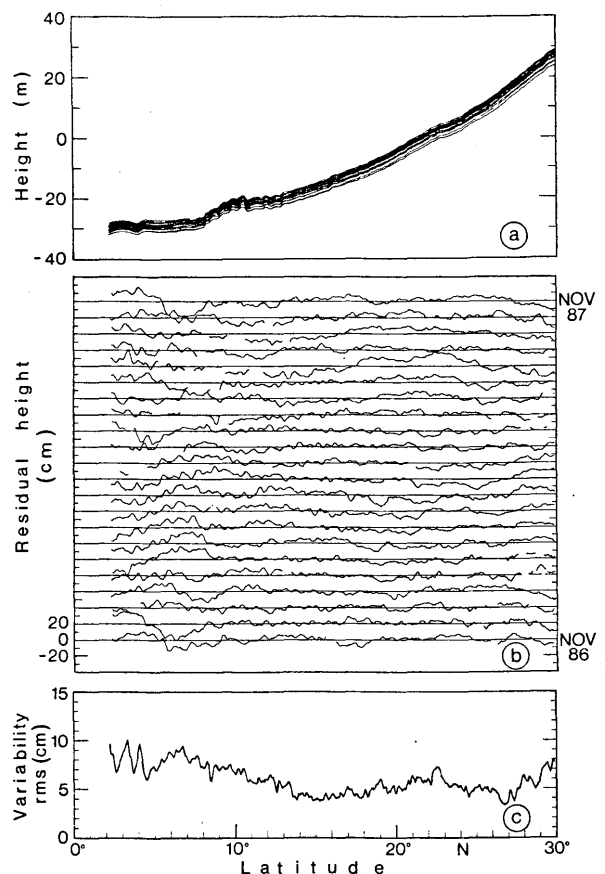


Abb.1: 22 Überflüge, Spur 32°W, 30°N bis 45°W, 2°N.

- (a) Meereshöhe relativ zum Referenzellipsoid. Streuung durch Bahnhöhenfehler (4 m rms).
- (b) Signale nach kollinearer Analyse (20 cm Verschiebung).

3 KOLLINEARE ANALYSE

Die Höhenmessung ist dominiert durch das stationäre Geoidsignal (Abb.1a), welches längs jeder Grundspur durch Subtraktion des Mittelwertes über 22 Überflüge (Jahresmittel) eliminiert wird. Der Abzug eines über 40 Breitengrade an jeden Überflug angepaßten quadratischen Polynoms zur Minimierung des Satellitenbahnfehlers und anderer langwelliger Korrekturf Fehler liefert die Anomalie der Oberflächentopographie relativ zum Jahresmittel (Abb.1b). Die Variabilität über das gesamte Analysegebiet beträgt 5.6 cm. Nach Filterung (35 km gleitendes Mittel) und Interpolation auf 20 km Intervalle wurden durch objektive Analyse (DeMEY 1987) mit Korrelationsskalen von 300 km und 30 Tagen Monatskarten der Oberflächentopographie auf einem $1^\circ \times 1^\circ$ -Gitter erstellt.

4 ERGEBNISSE

Die Karten von März und September (Abb.2) zeigen die starke jahreszeitliche Variabilität der großräumigen zonalen Hoch/Tief-Rücken zwischen 25°W und 50°W im Gebiet des Nordäquatorialstroms und des Nordäquatorialen Gegenstroms (NECC). In Übereinstimmung mit Drifter- und Schiffsdrift Daten (RICHARDSON und REVERDIN 1987) erreicht der NECC im Spätsommer maximal ostwärtssetzende Geschwindigkeiten zwischen Hochrücken bei 3°N und Tiefrinne bei 10°N . Die Umkehrung von Hoch/Tief-Rücken im Frühjahr entspricht dem Verschwinden des NECC bzw. einem schwach westwärts setzenden Strom.

LITERATUR

CHENEY, R.E.; DOUGLAS, B.C.; AGREEN, R.W; MILLER, L; PORTER, D.L.; DOYLE, N.S.: GEOSAT Altimeter Geophysical Data Record User Handbook. NOAA technical memorandum NOS NGS46, (1987), 29 S.

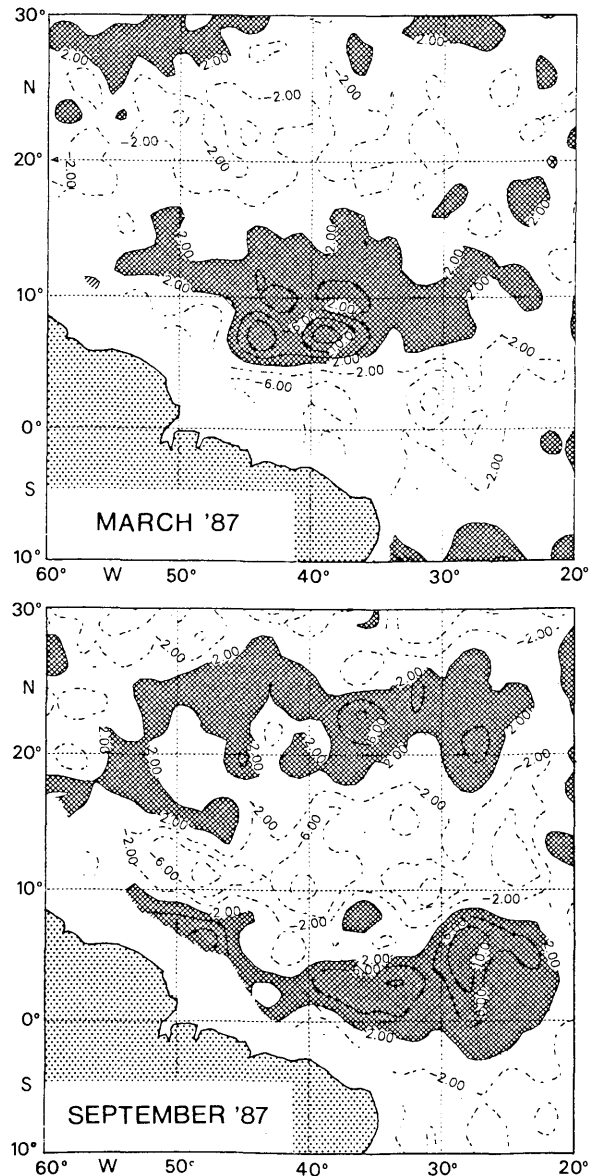


Abb.2: Anomalie der Oberflächentopographie, relativ zum Jahresmittel Nov.'86 - Nov.'87. Schraffiert: > 2 cm, negative Konturen gestrichelt. Konturintervall 4 cm.

DeMEY, P.: ADA-OA Programmpaket. Persönliche Mitteilung (1987).

RICHARDSON, P.L.; REVERDIN, G: Seasonal Cycle of Velocity in the Atlantic North Equatorial Countercurrent by Surface Drifters, Current Meters, and Ship Drifts. J. Geophys. Res., 92, (1987), S. 3691-3708.

VHF-RADARMESSUNGEN IN DER ATMOSPHERE

Jürgen Klostermeyer und Rüdiger Rüster

Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Katlenburg-Lindau

1 EINLEITUNG

Seit fünfzehn Jahren werden leistungsfähige VHF- und UHF-Radars zur Erforschung von groß- und kleinräumigen Bewegungsvorgängen wie atmosphärischen Wellen, Instabilitäten und Turbulenz eingesetzt (RÜSTER et al. 1986; KLOSTERMEYER et al. 1988). Neuerdings treten neben rein wissenschaftlichen Fragestellungen zunehmend praktische Einsatzmöglichkeiten in den Vordergrund. Die NOAA und die westeuropäischen Wetterdienste (COST 74) planen größere Netze von automatisch arbeitenden VHF- und UHF-Radars zur Verbesserung der kurzfristigen Wettervorhersage und Optimierung von Flugrouten.

2 DIE SOUSY-VHF-RADARS

VHF-Radarechos entstehen durch Streuung von Radarpulsen an turbulenten Brechungsindexstrukturen mit Skalen, die gleich der halben Radarwellenlänge (~ 3 m) sind. Neben dem Streumechanismus spielt auch partielle Reflexion an horizontal ausgedehnten Brechungsindexstrukturen eine Rolle. Brechungsindexvariationen hängen in der Troposphäre und Stratosphäre von Änderungen der Temperatur und Feuchte ab, in der Mesosphäre vor allem von Änderungen der Konzentration freier Elektronen. Generell fällt die Echointensität in der Troposphäre und Stratosphäre mit zunehmender Höhe stark ab und liegt in der oberen Stratosphäre selbst bei den leistungsfähigsten Radaranlagen unter dem kosmischen Rauschpegel. In der Mesosphäre erzeugen die durch Neutralgasbewegungen verursachten Fluktuationen der Elektronenkonzentration örtlich und zeitlich stark intermittierende Radarechos. Die Sondierung hoher Atmosphärenschichten mit VHF-Radars wird nicht durch Wolken oder Niederschlag beeinträchtigt. Da sich die Brechungsindexstrukturen mit der Windge-

schwindigkeit bewegen, kann aus der Dopplerverschiebung der Radarechos die Windgeschwindigkeit in Richtung der abgestrahlten Pulse berechnet werden. Durch Schwenken der Antennenkeule läßt sich der vollständige Windvektor bestimmen.

Das Max-Planck-Institut für Aeronomie betreibt zwei VHF-Radaranlagen: Eine stationäre Anlage befindet sich im Harz, eine mobile Anlage wird z.Z. auf der Insel Andoya (Nordnorwegen) zur Untersuchung der arktischen Mesosphäre eingesetzt. Die wichtigsten technischen Daten beider Radars sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tab. 1. Technische Daten der SOUSY-VHF-Radars

	Stationäres Radar	Mobiles Radar
Frequenz	53,5 MHz	53,5 MHz
Pulslänge	1-100 µs	0,5-100 µs
Pulsspitzenleistung	600 kW	200 kW
Mittlere Leistung	24 kW	8 kW
Anzahl Yagi-Antennen	196	576
Effekt. Antennenfläche	3150 m²	8880 m²
Halbwertsbreite	5°	3°
Gewinn	31 dB	35,5 dB
Schwenkbereich	kontinuierlich	6 Richtungen
Fernfeld	> 1,5 km	> 4 km

3 BEOBACHTUNGSERGEBNISSE

Abbildung 1 zeigt die mit dem stationären SOUSY-VHF-Radar während eines Jetstromdurchzugs gemessenen Höhenprofile von Betrag und Richtung der Windgeschwindigkeit und zum Vergleich die entsprechenden Mittelwerte von zwei Radiosondenmessungen, die gegen 12 und 13 MEZ etwa 100 km nördlich vom Radarstandort in der Lüneburger Heide durchgeführt wurden. Die Ergebnisse stimmen oberhalb von 5 km gut überein; die systematischen Abweichun-

gen unterhalb von 5 km sind wahrscheinlich auf den Einfluß des Harzes zurückzuführen.

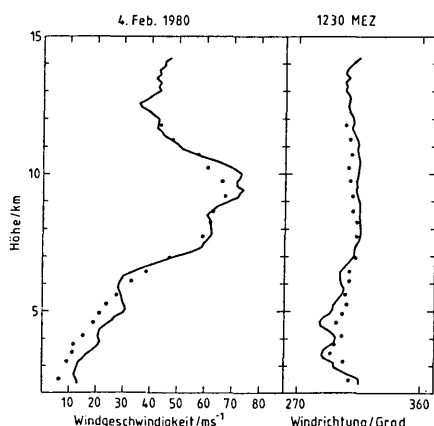


Abb. 1. Messung eines polaren Jetstroms mit dem SOUSY-VHF-Radar. Die Höhenauflösung beträgt 150 m. Die Abweichung der Radiosondendaten (•) unterhalb von 5 km kann mit der Entfernung zum Radar (100 km) und dem Einfluß des Harzes erklärt werden.

Die Windscherungen an der Unter- und Oberseite von Jetströmen können Richardson-Zahlen kleiner als $1/4$ und damit Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KHI) zur Folge haben. Abbildung 2 zeigt die von einer KHI an der Unterseite eines subtropischen Jetstroms angeregten Oszillationen der Vertikalgeschwindigkeit, die mit dem mobilen SOUSY-VHF-Radar in Arecibo (Puerto Rico) gemessen wurden. Die Oszillationen haben eine Periode von etwa 6 min, Amplituden von $1,5 \text{ m s}^{-1}$ und zeigen einen Phasensprung von 90° in 9 km Höhe. KHIs verringern die Windscherung in Jetströmen und erzeugen superadiabatische Temperaturgradienten, die starke Turbulenzausbrüche (Clear-Air-Turbulenz) zur Folge haben.

Abbildung 3 zeigt die horizontalen und vertikalen Windkomponenten während des Durchzugs einer Kaltfront, die mit dem mobilen SOUSY-VHF-Radar während der ALPEX-Kampagne in der Nähe von Rosenheim beobachtet wurde (WEBER 1985). Die durch gestrichelte Linien gekennzeichnete Frontalzone wurde als Zone maximaler vertikaler Windscherung aus den Beobachtungsdaten bestimmt. Die Vertikalbewegungen von der Größenordnung 10 cm s^{-1} weisen eine ausgeprägte, auf Konvektionsprozesse zurückzuführende zelluläre Struktur auf.

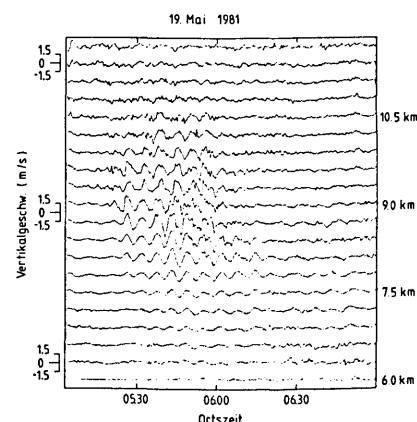


Abb. 2. Durch Kelvin-Helmholtz-Instabilität verursachte Oszillationen der Vertikalgeschwindigkeit an der Unterseite eines subtropischen Jetstroms. Die gleitende Skala zeigt Geschwindigkeitsamplituden bis zu $1,5 \text{ m s}^{-1}$ in Höhen zwischen 8 und 10 km.

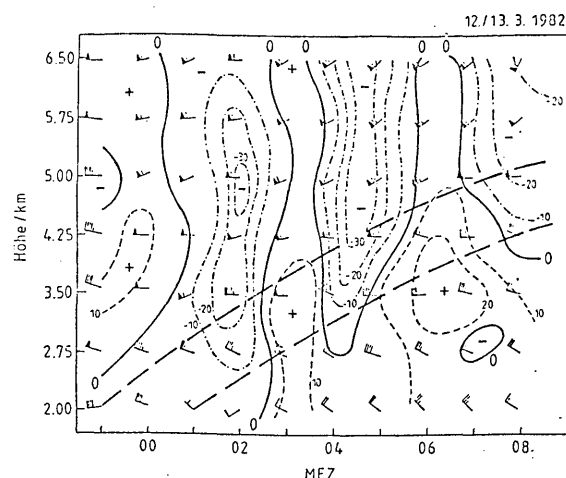


Abb. 3. Horizontalwind (Pfeile) und Vertikalgeschwindigkeit (Konturlinien) während einer Kaltfrontpassage, gemessen mit dem mobilen SOUSY-VHF-Radar bei Rosenheim. Die Frontalzone ist durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

4 LITERATUR

- KLOSTERMEYER, J.; CZECHOWSKY, P.; RÜSTER, R.; SCHMIDT, G.: Die SOUSY-VHF-Radars. Meteorol. Rdsch. 41 (1988), 12-22.
- RÜSTER, R.; KLOSTERMEYER, J.; RÖTTGER, J.: SOUSY VHF Radar Measurements in the Lower and Middle Atmosphere. IEEE Trans. Geosci. Rem. Sensing GE-24 (1986), 966-974.
- WEBER, G.R.: Untersuchung mesoskaliger troposphärischer Wettersysteme auf der Basis von VHF-Radarbeobachtungen. Dissertation im Fachbereich Geowissenschaften der Freien Universität Berlin, 1985.

MESSUNGEN ZUR WOLKENMIKROPHYSIK UND WOLKENDYNAMIK MIT DEM WOLKENRADAR OBERPFAFFENHOFEN

Peter Meischner und Martin Hagen

Institut für Physik der Atmosphäre, DLR, 8031 Oberpfaffenhofen

1 Einleitung

Das Wolkenradar Oberpfaffenhofen wurde konzipiert und aufgebaut mit dem Ziel, sowohl kinematische Prozesse als auch gleichzeitig Prozesse der Niederschlagsentwicklung in Wolkensystemen mit möglichst großer zeitlicher und räumlicher Auflösung beobachten zu können. Das System ist seit Sommer 1986 in Betrieb; hier soll an Hand von ausgewählten Meßbeispielen der Anwendungsbereich dieses fortgeschrittenen Fernerkundungssystems vorgestellt werden.

2 Das System POLDIRAD

Das Wolkenradar ist ein kohärentes polarisationsagiles Wetterradar im C-Band ($\lambda = 5,45$ cm) (Schroth et al., 1989). Kohärent heißt, daß es die Messung der mittleren Dopplergeschwindigkeit der streuenden Teilchen im Meßvolumen erlaubt. Polarisationsagil bedeutet, daß die Polarisation der gesendeten Strahlung beliebig gewählt und auch schnell verändert werden kann und daß die Polarisation der zurückgestreuten Strahlung analysiert werden kann. Da die unterschiedlichen Hydrometeore aufgrund unterschiedlicher geometrischer Formen, Größenverteilung, Dielektrizitätskonstanten und Orientierungen im Raum polarisierte Radarstrahlung unterschiedlich zurückstreuen, können markante Teilchenklassen unterschieden werden.

Die räumliche Auflösung der Messung ist durch den Öffnungswinkel des Radarstrahls von 1° gegeben; in radialer Richtung kann mit einem beliebigen Vielfachen von 150 m abgetastet werden.

Eine sehr effektive Datenprozessierung ermöglicht die Bestimmung einer Reihe von Produkten in Echtzeit, die sofort auf dem Farbbildschirm dargestellt werden. Dies sind u.a. der Radarreflektivitätsfaktor Z , ein Maß für die Größe und Konzentration von Hydrometeoren im Streuvolumen, die mittlere Dopplergeschwindigkeit in radialer Richtung V_r , die Spektralbreite der Dopplergeschwindigkeit, ein Maß für Scherung und Turbulenz. Polarimetrischen Größen wie die differentielle Reflektivität $Z_{DR} = 10 \log(Z_H/Z_V)$ mit $Z_{H,V}$ den Reflektivitäten für linear horizontale bzw. vertikale Polarisation und Depolarisationsverhältnisse für eine gewählte Sendepolarisation ermöglichen die Unterscheidung von Teilchenarten.

Das Radarsystem ist semimobil konzipiert, also für den Einsatz in Feldexperimenten geeignet.

3 Das Windfeld und der Niederschlag an einer Kaltfront

Mit einem Dopplerradar kann die radiale Geschwindigkeitskomponente der mit dem Wind mitgeführten Hydrometeore gemessen werden. Die mittlere Windge-

schwindigkeit- und Richtung in der näheren Umgebung des Radars kann bestimmt werden, wenn auf einem Kreis durch Schwenken der Antenne um die vertikale Achse bei einigen Graden Elevation gemessen wird (PPI). Bei einem gleichförmigen Windfeld ist die Winkelabhängigkeit der radialen Geschwindigkeit eine Sinus- oder Cosinusfunktion. Die Amplitude gibt die Windgeschwindigkeit und der Phasenwinkel die Windrichtung an. Abweichungen von der idealen Cosinuskurve beschreiben dann die Abweichungen des Windfeldes von der Gleichförmigkeit. Um das Windfeld auch in einer größeren Umgebung - bis ca. 100 km - zu ermitteln, werden jeweils nur Daten aus einem schmalen Winkelbereich von 10° Azimut analysiert. Um die Genauigkeit zu erhöhen, muß dann über einen Entfernungsbereich von 10 km gemittelt werden. Da man hierzu im Meßgebiet einen gleichförmigen Wind voraussetzen muß, heißt diese Methode 'uniform wind technique' (UW, Persson und Andersson, 1987). Diese Methode wurde von uns durch Anwendung der Kontinuitätsgleichung in ihrer Genauigkeit noch verbessert; wir nennen das neue Verfahren daher ECUW (EC von equation of continuity). Die horizontale Kontinuitätsgleichung in Polarkoordinaten ist

$$V_r + r \frac{\partial V_r}{\partial r} = - \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} \quad (1)$$

Mit

$$V_\theta = \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \quad (2)$$

(für ein homogenes Windfeld!) können nun V_θ und $\partial V_\theta / \partial \theta$ aus den Meßdaten V_r , $\partial V_r / \partial r$ und $\partial V_r / \partial \theta$ so bestimmt werden, daß (1) mit einer vorgebbaren Genauigkeit erfüllt ist. Die Abbildung 1 zeigt einen Vergleich eines so ermittelten Windprofils mit einem Radiosondenanstieg. Bild 2 zeigt das mit ECUW bestimmte Windfeld an einer Kaltfront, die während des Deutschen Frontexperiments 1987 beobachtet wurde. Diese Kaltfront war durch ein schmales und intensives Regenband charakterisiert, das sich in den Reflektivitätsdaten widerspiegelt. Deutlich zu sehen ist die unterschiedliche Windrichtung und Geschwindigkeit vor und hinter der Front. Die Front verläuft wellenförmig, wobei die Gebiete mit starkem Niederschlag hinter der Windscherung liegen. Die Niederschlagszellen sind nach rechts zum großräumigen Verlauf der Front gedreht. Die wellenförmige Struktur wird durch die hohe zyklonale Windscherung ($> 1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) in der schmalen Frontalzone erreicht.

4 Die Niederschlagsentstehung in der hochreichenden Konvektion einer Squall Line

Die Abbildungen 3 a, b, c, d, zeigen einen Vertikalschnitt

durch die vorderen 40 km einer Squall Line, die am 1.7.1987 mit POLDIRAD beobachtet wurde. Das System hatte eine Länge von einigen 100 km in Richtung SSW nach NNO und bewegte sich mit ca. 30 km/h im wesentlichen von W nach O auf das Radar zu. Der Schnitt zeigt also im wesentlichen senkrecht zur Squall Line in diese hinein. Verschiedene Radarparameter sind dargestellt:

a) Die Dopplergeschwindigkeit. Aus ihr kann das ange-deutete Strömungsbild abgeleitet werden. Es zeigt, daß eine bodennahe keilförmige (kühle) Luftmasse von W nach O strömt. Darüber strömt im mittleren Bereich (die instabile feuchte Warmluft) in das System, das zu hoch-reichender Konvektion führt. Der divergente Ausfluß an der Tropopause kennzeichnet diesen Bereich. Aus Volum-messungen sind Abschätzungen von Massenflüssen möglich.

b) Die total zurückgestreute Radarleistung - sie ent-spricht weitgehend der Radarreflektivität - zeigt, daß der Niederschlag im Einstrombereich entsteht, und daß er beim Fall durch die nach Osten strömende Kaltluft ebenfalls eine Vorwärtsgeschwindigkeitskomponente er-hält. Die hiermit verbundenen Starkwindgebiete sind auch in Dopplerbild erkennbar.

c) Die differentielle Reflektivität weist mit großen Werten auf große flüssige Tropfen hin. Bei 63 - 68 km erreicht Starkregen den Boden. Die hohen Z_{DR} Werte hinter 70 km sind durch Ausbreitungseffekte bedingte Verfä-lschungen. Auch in kleinen, dem Hauptsystem vorgela-gerten Cu sind offenbar große flüssige Tropfen vorhan-den. Beim Einmischen dieser Wolken in das Hauptsystem könnten diese Tropfen gefrieren und als Hagelbryos wirken.

d) Das 'Hagelsignal' ist abgeleitet aus der Kombination Reflektivität und Z_{DR} (Aydin et al., 1984). Regen erzeugt hohe Z_{DR} -Werte (da die oblaten Regentropfen mit hoher Ausrichtung fallen) aber nur begrenzte Z-Werte. Da Hagel geometrisch größer ist, werden höhere Z-Werte erreicht. Eisteilchen taumeln beim Fallen aber stark, so daß die Z_{DR} -Werte um Null schwanken und sogar leicht negativ werden können. Nach den Messungen wird der Hagel also im mittleren Niveau, im Einstrombereich gebildet. Bei 70 km erreicht Hagel zu diesem Zeitpunkt den Boden.

Diese Messungen sind mit Hagelbeobachtungen am Boden (DWD, Hagelversicherer) kompatibel.

5 Ausblick

Wie in den Meßbeispielen demonstriert, ist das For-schungsradar POLDIRAD ein sehr leistungsfähiges Ge-rät, um die Entwicklung mesoskaliger Niederschlagssy-teme im Detail zu verfolgen. Von besonderem Wert sind dabei die kombinierten Möglichkeiten zur Messung kin-ematischer wie mikrophysikalischer Größen. Arbeiten zur Präzisierung der Teilchenklassifikation werden fort-geführt.

6 Literatur

- Aydin, K., Seliga, T.A. und Balaji, V. (1986): Remote sensing of hail with a dual linear polarization radar. J. Clim. Appl. Meteor. 25, 1475-1484.
- Hagen, M. (1988): Analysis of single Doppler radar data: windfield and precipitation observations during a frontal passage. Proc. 10th Intern. Cloud Physics Conf., Bad Homburg, 544-546.
- Persson, P.O.G. und Andersson (1987): A real-time sy-tem for automatic single-Doppler wind field analysis. Proc. Symp. Mesoscale Analysis & Forecasting, Van-couver, ESA Publication SP-2, 61-66.
- Schroth, A.C., Chandra, M.S. und Meischner, P.F. (1989): A C-band coherent polarimetric radar for pro-pagation and cloud physics research. J. Atmos. Ocean. Techn. Im Druck.

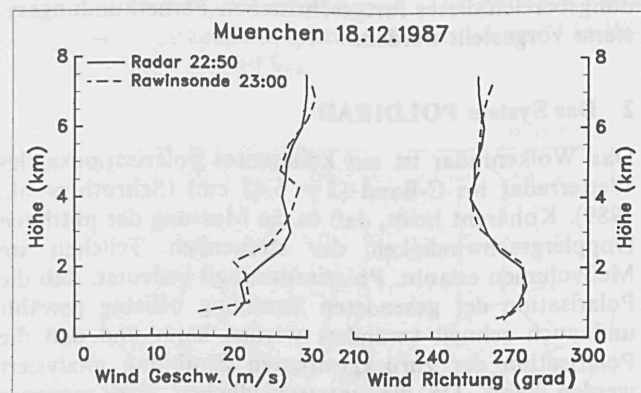


Bild 1 Vergleich zwischen Windprofil aus ECUW Methode (durchgezogen) und Radiosonde (gestrichelt). ECUW für den Startort der Radiosonde in München, Höhe über NN.

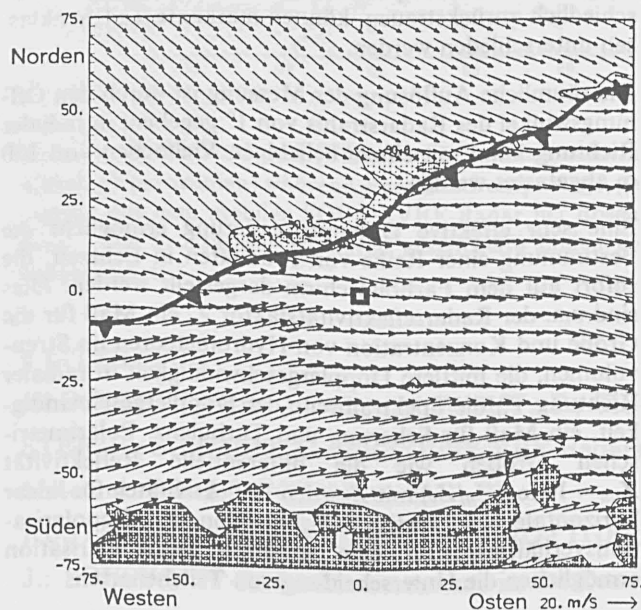


Bild 2 Horizontales Windfeld an einer Kaltfront in 1500 m NN, mit der ECUW Methode berechnet. 19.12.1987 1:21 UTC. leicht gepunktete Fläche: Reflektivität größer 30dBZ, stark ge-punktet: Alpen, □ Oberpfaffenhofen, Entfernungen in Kilome-ter.

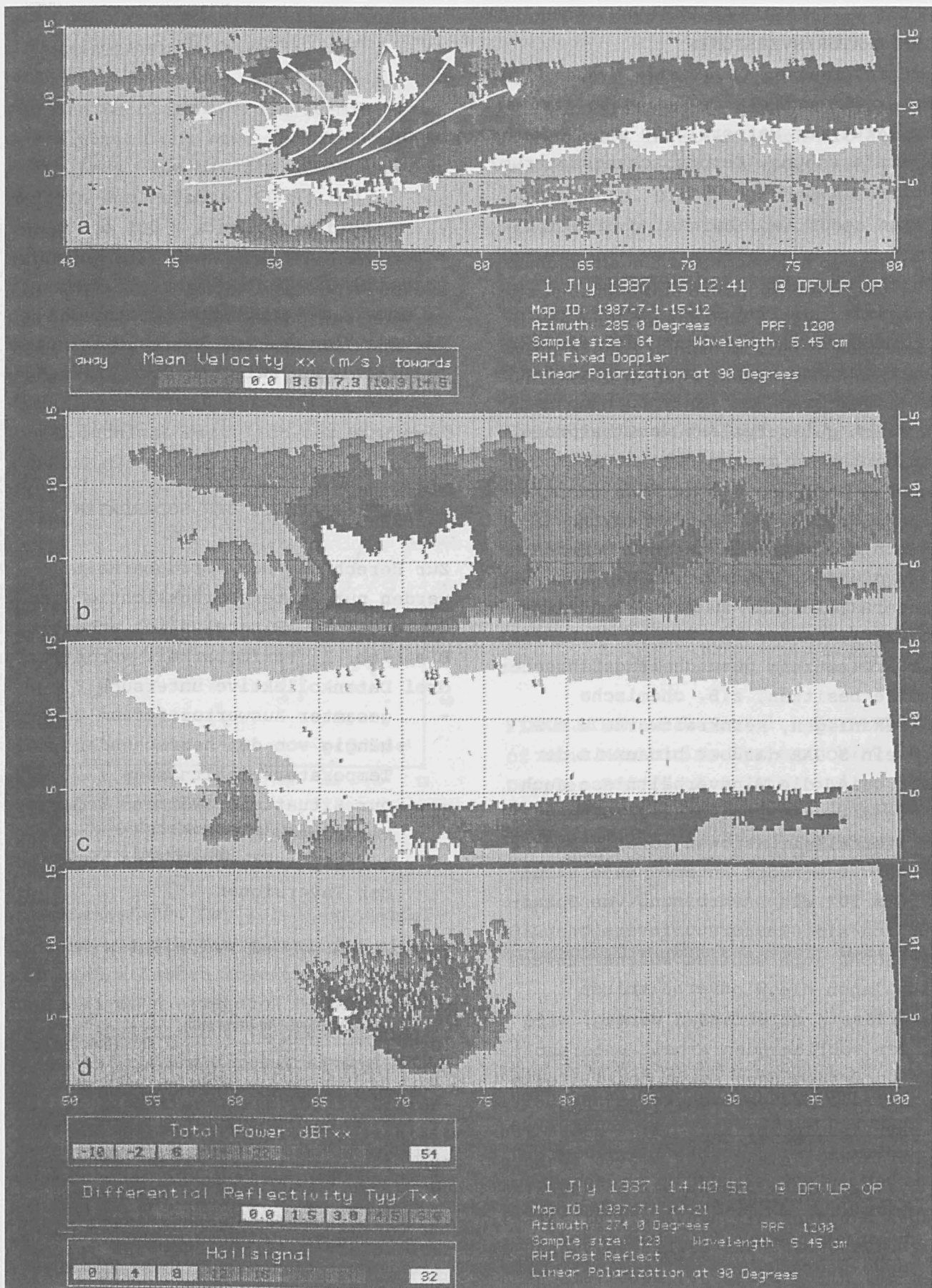


Bild 3 Verschiedene Radarparameter eines Vertikalschnittes durch eine Squall Line.

SODAR-WINDMESSUNGEN WÄHREND BODENNAHER TEMPERATURINVERSIONEN

Siegfried Vogt

Peter Thomas

Institut für Meteorologie und
Klimaforschung, Kernforschungszentrum/
Universität Karlsruhe

1 EINLEITUNG

Immer häufiger werden SODAR-Geräte (Sound Detection and Ranging) eingesetzt, um mit geringem Personalaufwand, zeitlich kontinuierlich und räumlich gut aufgelöst Vertikalprofile des Windes zu messen. Die SODAR-Meßtechnik hat längst ihre Tauglichkeit (FINKELSTEIN 1986, S.594) bewiesen, sofern die mit SODAR erfaßten Daten dazu dienen, Windstatistiken für längere Zeiträume zu erstellen. An Industriestandorten, die ein Potential zur Freisetzung gesundheitsgefährdeter Stoffe besitzen, z.B. chemische Fabrikanlagen, Kernkraftwerke u.s.w. muß ein SODAR darüber hinaus in der Lage sein, die Windverhältnisse auch während kurzer Freisetzungszeiten z.B. in Störfallsituationen zuverlässig zu messen. Besonders interessante Situationen für die Ausbreitung von Schadstoffen sind Temperaturinversionen. Ob ein SODAR auch während solcher Inversionslagen die Windverhältnisse zuverlässig zu erfassen vermag, wird in der vorliegenden Arbeit untersucht. Die Untersuchungen sowie detaillierte Ergebnisse sind in THOMAS und VOGT (1989) veröffentlicht.

2 TEMPERATURINVERSIONEN

Die Auswahl der Inversionslagen, sowie der direkte Datenvergleich zwischen SODAR und konventionellen Windmeßgeräten (Anemometer und Windfahne) wird

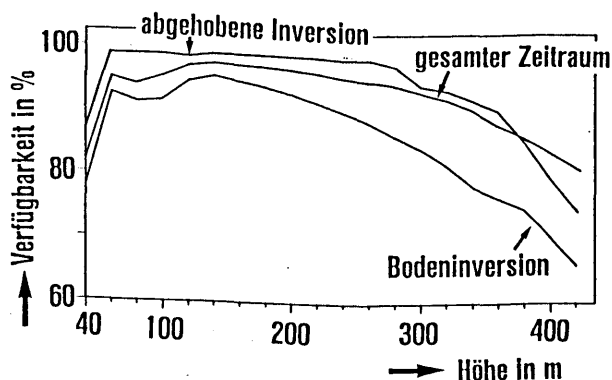
ermöglicht durch einen 200 m hohen meteorologischen Meßmast auf dem Gelände des Kernforschungszentrums. Bei der Auswahl der Inversionen wurde unterschieden zwischen Bodeninversionen und abgehobenen Inversionen.

3 AUSWERTUNG

3.1 VERFÜGBARKEIT DER SODARDATEN

Zur Berechnung der Verfügbarkeit werden nur Zeiten berücksichtigt, in denen das SODAR tatsächlich arbeitete. Die (Abb. 1) Verfügbarkeit wurde für drei Datenkollektive untersucht:

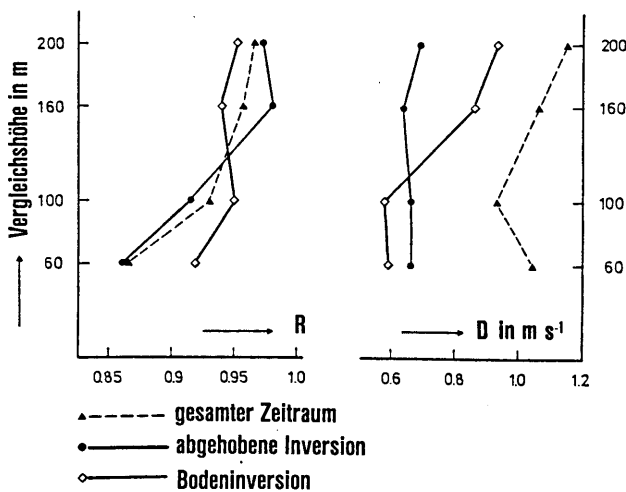
- gesamter Auswertzeitraum unabhängig von den herrschenden Temperaturverhältnissen,
- nur Situationen während Bodeninversionen,
- nur Situationen während abgehobener Inversionen.



3.2 VERGLEICH ZWISCHEN SODAR- UND MASTDATEN

Für den Vergleich werden 30-min-Werte der Windrichtung bzw. -geschwindigkeit korreliert, die mit dem SODAR und dem Mast in den Meßhöhen 60 m, 100 m, 160 m und 200 m simultan erfaßt wurden. Außer dem Korrelationskoeffizient R ist die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung D ein weiteres Maß für die Abweichung der Wertepaare.

Die Ergebnisse bezüglich der Windgeschwindigkeit sind in Abb. 2



zusammengefaßt. Der Korrelationskoeffizient R sowie die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung D ist für die drei oben erwähnten Datenkollektive als Funktion der Vergleichshöhe dargestellt. Die Vergleichshöhe 160 m und 200 m befinden sich beim Datenkollektiv "Bodeninversionen" über der Inversionsobergrenze, beim Datenkollektiv "abgehobene Inversionen" in der Inversion. Die Vergleichshöhen 60 m und 100 m befinden sich dementsprechend innerhalb der Bodeninversion bzw. unterhalb der abgehobenen Inversion.

4 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die Untersuchung zeigte, daß ein SODAR die Windwerte zuverlässig zu erfassen vermag auch in Situationen mit ausgeprägten Boden- bzw. abgehobenen Inversionen. Die Bestimmung der Windrichtung in niedrigen Höhen bei Situationen mit abgehobenen Inversionen muß im Einzelfall kritisch geprüft werden, da hier die größten Unterschiede zwischen SODAR- und Mastmessungen auftreten. Eine Analyse solcher Einzelfälle ergab, daß dies windschwache Situationen ($u < 0,5 \text{ ms}^{-1}$) oder sogar Windstillen sind. Die Anzeige einer Windfahne ist bei derartigen Situationen bekanntermaßen mehr als zweifelhaft. Ein SODAR ist hier vom Meßprinzip (remote sensing Messung integriert über ein Meßvolumen) eindeutig im Vorteil.

FINKELSTEIN, P.L. et al.: Comparison of Wind Monitoring Systems. Part II. Doppler Sodars. J.of Atm. and Oc.Techn. Vol. 3 (1986), S.594-604.

THOMAS, P.; VOGT, S.: SODAR-Windmessungen während ausgeprägter bodennaher Temperaturinversionen. KfK-Bericht Nr.4520 (1989)

Clemens Simmer, Ute Hargens, Eberhard Ruprecht und Dieter Wagner

Institut für Meereskunde, Düsternbrooker Weg 20, 2300 Kiel 1

1 EINLEITUNG

Der atmosphärische Wassergehalt in gasförmiger und in flüssiger Form ist insbesondere über den Ozeanen noch unzureichend bekannt. Die hohe zeit- und räumliche Variabilität ist ohne Satellitenbeobachtungen nicht erfassbar. Mikrowellenbeobachtungen erlauben im Gegensatz zu Messungen im solaren oder infraroten Spektralbereich die Erfassung von Wasserdampf, Flüssigwasser und Eigenschaften der Ozeanoberfläche auch bei Wolken moderater Dicke. Wir stellen Verfahren vor zur Bestimmung des Feuchteprofils, des latenten Wärmeflusses und des Flüssigwassergehalt von Wolken über dem Ozean.

2 WASSERDAMPFPROFILE

Eine regionale Klassifikation maritimer Feuchteprofile mittels empirischer Orthogonalfunktionen (EOF) wird benutzt, um die Vertikalverteilung der spezifischen Feuchte zu berechnen aus den mit Mikrowellen fernerkundeten Werten des integrierten Wasserdampfgehaltes, W , und der Ozeanoberflächentemperatur, SST, zu berechnen. Die EOF-Analyse eines Kollektivs von Radiosondenbeobachtungen über dem Nordatlantik zeigt, daß die ersten drei EOFs bis zu 90% der Gesamtvarianz erklären. Dabei beinhaltet die 1. EOF Änderungen von W während die 2. und 3. EOF die mit der maritimen Grenzschicht gekoppelten Feuchtefluktuationen beschreiben. Die zur Approximation des Feuchteprofils benötigten EOF-Koeffizienten werden aus einem linearen Gleichungssystem bestimmt, in das W und SST als aktuelle Werte einfließen. Letztere werden aus NIMBUS-7 SMMR Daten mit Algorithmen nach PRABHAKARA et al. (1982) bzw. WILHEIT et al. (1983) bestimmt. Erste Ergebnisse zeigen schon bei Berücksichtigung nur einer EOF (nur W wird aus Mikrowellendaten abgeleitet) recht gute Übereinstimmung mit Radiosondenmessungen (Abb.1).

3 LATENTER WÄRMEFLUSS

Die Kenntnis der spezifischen Feuchte der unteren Atmosphärenschicht, q_0 , aus obigem Verfahren bietet zusammen mit den fernerkundbaren Größen der SST

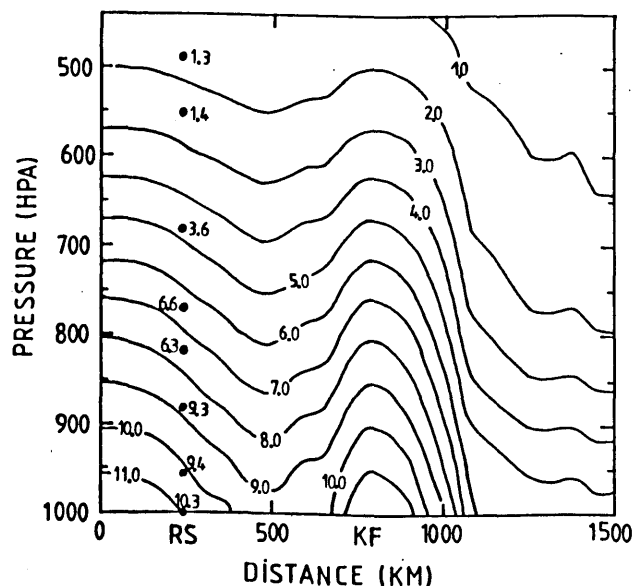


ABB.1: Vertikalschnitt (45°N/23°W-59°N/30°W, 27.6.79, ca.12 UT) der spezifischen Feuchte [g/kg] aus SMMR-Daten mit gleichzeitiger Radiosondenmessung (RS). Der Schnitt geht durch eine Kaltfront (KF), die sich deutlich durch erhöhte Feuchte im Frontbereich und eine drastische Abnahme hinter der Front auszeichnet.

und des Windes die Möglichkeit, mittels des Bulk-Ansatzes den Fluß latenter Wärme vom Ozean in die Atmosphäre (Verdunstung) zu bestimmen. LIU und NILLER (1984) berechneten Monatsmittel des latenten Wärmeflusses, dazu benutzten sie das aus SMMR-Daten abgeleitete W und bestimmten q_0 aus W mittels einer Regressionsgleichung. Durch Verwendung des EOF-Formalismus kann q_0 aktuell bestimmt werden. Feuchteflüsse lassen sich damit für kürzere Zeiträume berechnen.

4 FLÜSSIGWASSERGEHALT VON WOLKEN

Der Flüssigwassergehalt von Wolken wird über Regressionsrechnungen zwischen modellierten Helligkeitstemperaturen und den zugrundeliegenden Temperatur- und Feuchteprofilen bestimmt. Der Flüssigwassergehalt der Wolken in den gemessenen Radiosondenprofilen wird über relative Feuchte und spezifische Feuchte

bei Sättigung nach Slingo (1987) parametrisiert. Aus den Modellrechnungen stellte sich folgende lineare Beziehung als geeignet heraus:

$$(1) LW = f[(T_{21V} - T_{18V}), (T_{37V} - T_{18V})]$$

mit T_{nv} : Helligkeitstemperatur bei der Frequenz n und vertikaler Polarisation

LW : Flüssigwassergehalt

Für die horizontal polarisierten Helligkeitstemperaturen ergaben sich theoretisch gleichgute Regressionen. Ein Vergleich der Mittelwerte und Standardabweichungen gemessener SMMR-Helligkeitstemperaturen über dem Atlantik mit modellierten Werten aus Radiosondenbeobachtungen über dem gleichen Gebiet zeigte jedoch bessere Übereinstimmung für obige Kombination, was auf eine größere Zuverlässigkeit der vertikal polarisierten Daten schließen läßt. Dies wurde auch von PRABHAKARA et al. (1982) festgestellt. Eine Verifizierung von LW-Bestimmungen ist schwierig, da kaum direkte Messungen vorliegen. Eine qualitativ gute Übereinstimmung zeigt jedoch schon ein Vergleich mit von METEOSAT gemessenen Strahldichten im VIS-Kanal (Abb.2). Dabei wird auch der unterschiedliche Informationsgehalt der Datensätze deutlich (Flüssigwassergehalt und Wolkenalbedo).

5 SCHLUSSBEMERKUNGEN

In die Wasserdampfprofilbestimmung ist bisher nur das mit Mikrowellen fernerkundete W eingegangen. Die Hinzunahme der SST erlaubt die Berücksichtigung der 2. EOF und führt damit zu wesentlich differenzierteren Profilen, deren Güte jedoch noch untersucht werden muß. Die Bestimmung des Koeffizienten der 3. EOF könnte über die Fernerkundung grober Profilstrukturen aus den Mikrowellen (z.B. SIMMER et al., 1987) oder durch Verwendung von sog. Bogus-Daten, wie die aus Mikrowellen oder anderen Spektralbereichen fernerkundbare Bewölkung, ermöglicht werden. Für die Fernerkundung des latenten Wärmefflusses ist der Bodenwind aus Daten neuerer Mikrowellenradiometer (z.B. SSM/I) nur sehr ungenau bestimmbar, so daß dieser Parameter letztlich aus Scatterometerdaten (z.B. ERS-1) gewonnen werden muß. Für die Bestimmung von Wolkenparametern wird eine Kombination von Mikrowellendaten mit Daten im Sichtbaren und/oder thermischen Infrarot angestrebt, um die Bedeckung der i.a. größeren Mikrowellenpixel zu erfassen und um die Wolkenobergrenze abzuschätzen. Algorithmen zur Auswertung älterer Mikrowellensensoren wie SMMR liefern wegen der vergleichsweise schlechten Datenqualität noch unbefriedigende Ergebnisse. Es ist

zu hoffen, daß Daten modernerer Sensoren, wie SSM/I auf DMSP und MSS auf MOS, bald zur Verfügung stehen.

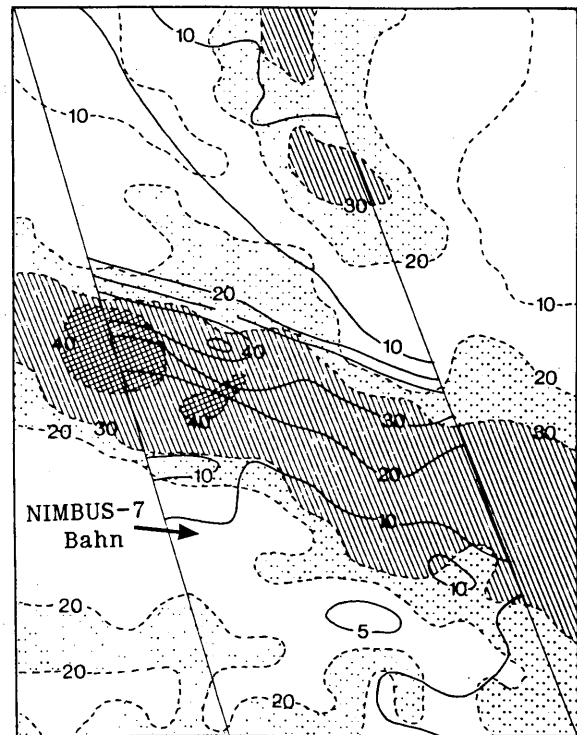


ABB.2: Isoplethen des Flüssigwassergehalts (10^{-2} kg/m^2) aus SMMR-Daten nach (1) (durchgezogen) und des Pixelgrauwertes im VIS-Kanal von METEOSAT (gestrichelt) über einem Gebiet des Südatlantik ($28^\circ\text{S} - 52^\circ\text{S}, 10^\circ\text{W} - 10^\circ\text{E}$, 26.7.83, ca. 12 UT)

LITERATUR

- LIU, W.T. and P.P. NILLER: Determination of monthly mean humidity in the atmospheric surface layer over oceans from satellite data. *J. Phys. Ocean.* 14 (1984), S. 1451 - 1457
- SIMMER, C., E. RUPRECHT und D. WAGNER: Influence of vertical structure of humidity on the retrieval of water vapor content over the oceans by microwave radiometry. *Microwave Remote Sensing* (1988), A. Deepak Publication
- SLINGO, J.M.: The development and verification of a cloud prediction scheme for the ECMWF model. *Q. J. R. Met. Soc.* 113 (1987), S. 899 - 927
- PRABHAKARA, C., H.D. CHANG, and A.T.C. CHANG: Remote Sensing of precipitable water over the oceans from NIMBUS-7 microwave measurements. *J. Appl. Meteor.* 21 (1982), S. 59-68
- WILHEIT, T.T., J. GREAVES, J. GATLIN, D. HAN, B.M. KRUPP, and A.S. MILMAN: Retrieval of ocean surface parameters from SMMR. *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* (1983)

Optische Aerosoleigenschaften aus Himmelspolarisation und Aureolenstrahldichten

E. Thomalla, P. Koepke, D. Rabus, E. Tamm
Meteorologisches Institut der Universität
Theresienstr. 37, 8000 München 2

1. Einleitung

Die optische Wirkung des Aerosols in der Atmosphäre ist durch seine optische Dicke, Größenverteilung und den komplexen Brechungsindex bestimmt. Wir stellen zwei Methoden vor zur Fernerkundung dieser Größen aus Strahlungsmessungen.

2. Bestimmung der Größenverteilung und der optischen Dicke des Aerosols aus Aureolenstrahldichten

2.1 Methode

Mittels eines Radiometers werden Strahldichten in der Aureole (1° bis 20° Sonnenabstand) und Strahlungsflußdichten der direkten Sonne bei sechs verschiedenen Wellenlängen gemessen. Aus den Meßdaten der direkten Sonne wird die optische Dicke des Aerosols ermittelt. Aus den Aureolenstrahldichten werden Streufunktionswerte berechnet. Aus diesen Meßdaten werden Datensätze mit dem günstigsten Informationsgehalt bezüglich der Größenverteilung des Aerosols ausgewählt. Mit einem numerischen Inversionsverfahren wird dann daraus die Größenverteilung bestimmt.

2.2 Meßgerät

Das Aureolen-Radiometer wurde in unserer Arbeitsgruppe entwickelt und gebaut. Das Konzept des Gerätes und die angestrebte Meßgenauigkeit wurden aufgrund von Modellrechnungen festgelegt. Das Radiometer ist absolut geeicht mit einer Genauigkeit von etwa 5 %. Das Gerät hat zwei getrennte Detektorsysteme, ein System für die 0° und 1° Messungen und ein System für die Streuwinkel 2° bis 20° .

Die Messung läuft rechnergesteuert mit on-line-Aufzeichnung aller Daten. Nach einer Erprobungsphase in München wurde das Gerät erstmals im Rahmen einer Meßkampagne während HIBE 88 eingesetzt.

2.3 Ergebnisse

Die Modellrechnungen ergeben, daß die Aerosolgrößenverteilung mit befriedigender Genauigkeit in einem Radiusintervall von $0.1 \mu\text{m}$ bis $30 \mu\text{m}$ bestimmt werden kann, wenn die Aerosolstreuungsfunktion aus den Messungen mit höchstens etwa 8% mittlerem quadratischem Fehler bekannt ist. Bei guten Meßbedingungen (keine Cirren in Sonnennähe) und Sonnenhöhe $> 20^\circ$ ist das zu erreichen. Wir zeigen in Abb.1 ein Ergebnis der Messungen während HIBE 88 mit deutlich bimodalem Verlauf der Größenverteilung.

3. Bestimmung der Aerosolabsorption aus der Himmelspolarisation

3.1 Methode

Die Absorption von Strahlung in der Atmosphäre verändert den Polarisationsgrad der gestreuten Himmelsstrahlung. Sind die übrigen optischen Eigenschaften der Atmosphäre durch Messungen hinreichend genau bekannt, so kann der Absorptionsanteil des Aerosols aus Simulationsrechnungen bestimmt werden.

Als Eingangsparameter für das Strahlungsübertragungsprogramm werden Sonnenhöhe, Luftdruck, optische Dicke des Aerosols sowie seine Vertikalverteilung, die Aerosolgrößenverteilung, die Reflexionseigenschaften des Bodens und gegebenenfalls Gasabsorption in den einzelnen Meßkanälen benötigt. Als un-

bekannter Parameter bleibt der komplexe Brechungsindex des Aerosols (der Realteil beeinflusst den Polarisationsgrad nicht wesentlich). Der Imaginärteil wird in den Modellrechnungen solange variiert, bis eine möglichst gute Übereinstimmung von gemessenen und gerechneten Polarisationswerten erreicht ist.

3.2 Datengrundlage

Zur Bestimmung der Aerosolabsorption wurde die Himmelpolarisation während einer Strahlungsmeßkampagne unseres Institutes 1971 in Tsumeb (Namibia) bei 6 Wellenlängen gemessen. Die Daten der Meßkampagne wurden aufgrund verbesserter Methoden und erweiterter Computerkapazitäten teilweise neu ausgewertet. Insbesondere wurden optische Dicke und Größenverteilung des Aerosols neu bestimmt, während Messungen der Himmelpolarisation ausgewertet vorlagen.

3.3 Ergebnisse

Der Vergleich von Modellrechnungen des Polarisationsgrades mit den Meßwerten ergibt folgendes: Die gemessenen Werte des Polarisationsgrades können mit verschiedenen Imaginärteilen des Brechungsindex unterschiedlich gut simuliert werden (vgl. Tab. 1). Ein höherer Imaginärteil als der zunächst als klimatologisches Mittel angenommene Wert für ländliches Aerosol ergibt deutlich bessere Übereinstimmung von Messung und Rechnung.

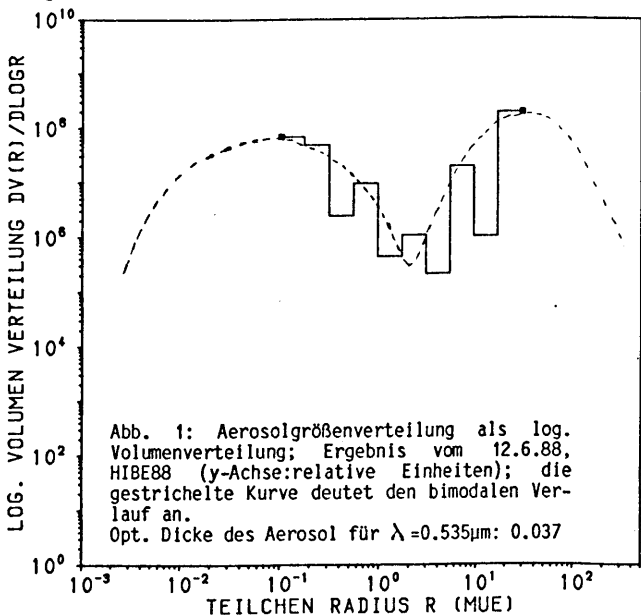
Tabelle 1
Mittlere Abweichung des Polarisationsgrades (Messung-Rechnung) für den 7. und 9.8.1971. Rechnungen mit verschiedenen Imaginärteilen des Brechungsindex

Wellenlänge	0.605 µm			0.853 µm		
	Imag.	Δ Pol.grad		Imag.	Δ Pol.grad	
		7.8.	9.8.		7.8.	9.8.
Imag. ernied.	0.0033 0.0048	7.9 7.3	9.7 9.1	0.0057 0.0075	11.6 10.8	9.4 8.5
Rural	0.0070	6.5	8.1	0.0108	9.5	7.3
Imag. erhöht	0.0383 0.0540	4.6 5.1	4.0 4.1	0.0415 0.0569	3.9 2.9	5.2 5.4

Obwohl die Meßdaten mit zum Teil großen Unsicherheiten behaftet sind, erscheinen die sehr hohen Imaginärteile nicht unrealistisch. Mögliche Ursache wären z.B. ein Rußanteil im Aerosol bedingt durch Buschfeuer sowie absorbierendes aufgewirbeltes Bodenaerosol (entsprechend grauen bis schwarzen Bodenproben im Meßgebiet).

4. Diskussion

Die Auswertung der Tsumebmeßdaten hat ergeben, daß es möglich ist, aus Messungen der Aureolenstrahldichten, der direkten Sonnenstrahlung, der Polarisation der Himmelsstrahlung und weiterer meteorologischer Werte wesentliche Aerosoleigenschaften zu bestimmen: optische Dicke, Größenverteilung und Absorptionsanteil. Aufgrund dieser Ergebnisse sind wir der Meinung, daß unsere hier vorgestellten Methoden sinnvoll in künftigen Meßkampagnen eingesetzt werden können. Als Unsicherheiten bleiben der Einfluß von Cirren und von nichtsphärischen Teilchen. Cirren sind bei allen Strahlungsmessungen ein schwer zu bestimmender Einfluß. Nichtsphärische Teilchen sind besonders bei Polarisationsmessungen eine Fehlerquelle, die noch Untersuchungen erfordert. Sinnvoll wären auch systematische Modellrechnungen über die erforderliche Meßgenauigkeit der anderen Atmosphären-eigenschaften.



1 EINLEITUNG

Im Klimasystem haben Wolken eine wichtige Funktion, da sie die Strahlungsflüsse von und zur Erdoberfläche beeinflussen. Mit weltweiten Forschungsvorhaben versucht man, die Vorgänge zu ergründen, welche die Entstehung, Erhaltung und Auflösung von Wolken bewirken. Eines davon ist das Internationale Cirrus Experiment (ICE), das im europäischen Bereich abläuft. Es gehört zu den Zielen von ICE, während spezieller Beobachtungsphasen die Methoden der Fernerkundung von Cirrus zu verbessern. Dabei wird auch die Lidartechnik eingesetzt, da Lidarsysteme genügend hoher Ausgangsleistung in der Lage sind, vom Boden aus Cirruswolken zu orten. Sie liefern zunächst die Höhe der Wolkenuntergrenze. Das ist ein Parameter, der die Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche stark beeinflusst (Raschke u.a., 1983). Darüberhinaus können Lidarpulse die hohen Wolken wegen deren geringer optischer Dichte meist vollständig durchdringen. Damit lassen sich aus den Rückstreuensignalen Wolkenstrukturen erkennen und optische Kenngrößen ableiten. Diese Möglichkeiten führten zu Überlegungen über ein Meßnetz von Lidarstationen (WMO, 1988).

Das Lidarsystem des Meteorologischen Observatoriums Hamburg arbeitet mit dem Rubin-Laser ($\lambda = 0,694 \mu\text{m}$) der Pulsenergie $\leq 2 \text{ J}$ bei 20 ns Pulsdauer und einer Pulsfrequenz $\geq 1 \text{ Hz}$. Das Laserlicht ist linear polarisiert. Der Empfänger hat einen Auffangspiegel von 30 cm Durchmesser. Photomultiplier wandeln das rückgestreute Licht in analoge elektrische Signale, welche mit einer Auflösung von 8 bit und max. 100 MHz Abtastrate digitalisiert und in einem Kleincomputer abgelegt werden. Das Gerät ist im Elevationsbereich $0-90^\circ$ und im Azimut um 180° drehbar. Die Eignung des Systems zur Cirrus-Sondierung wurde 1986 und früher erprobt (Klapheck, 1987). Hier werden beispielhafte Ergebnisse vom 4.10.87 während der 1. Feldphase von ICE gezeigt.

2 ERGEBNISSE

Sie lassen sich in drei Bereiche gegliedert darstellen: A) geometrische Dicken und Höhen, Struktur und Ausdehnung der Wolken, B) Ableitung optischer Kenngrößen, C) Information aus der Messung verschieden polarisierter Komponenten des Rückstreulichtes. In dieser Reihenfolge nimmt auch die Genauigkeit der Informationen ab.

A) Die zeitabhängige Darstellung bei festgehaltener Elevation läßt in Abb. 1 die Tendenz einer fallenden Untergrenze erkennen. Einen Ausschnitt davon stellt Abb. 2 dar. Die zeitliche Auflösung betrug hier 2 Minuten. Die eingezeichneten Stufen der Signalstärke zeigen schnell veränderliche Strukturen der durchziehenden Wolke. Die Unterbrechungen in Abb. 1 wurden genutzt, um u.a. durch Verändern der Elevation einen Wolkenschnitt zu erstellen.

B) Durch Invertieren der Lidargleichung (Klett, 1981) läßt sich der Verlauf des Extinktionskoeffizienten in der Wolke und damit die optische Dichte berechnen. Dabei wird das Verhältnis von Rückstreu- zu Extinktionskoeffizient (β/σ) als konstant vorausgesetzt. Ferner müssen der nicht zu vernachlässigende Mehrfachstreuungsfaktor so wie der obere Randwert von σ bekannt sein; sie können nur näherungsweise bestimmt werden. Tabelle 1 enthält Beispiele derart berechneter optischer Dichten.

C) Das Verhältnis von senkrecht polarisiertem zu parallel polarisiertem Anteil des Rückstreulichtes, der Depolarisationsgrad, erlaubt Aussagen über Lage bzw. Form der Eispartikel. Abb. 3 zeigt im unteren Teil des Wolkenprofils einen kleinen Depolarisationsgrad, der bei gering veränderten Elevationswinkel wieder größer wird. Das läßt auf horizontal ausgerichtete Plättchen in dieser Schicht schließen. Während der häufigste Wert um 0,4 liegt, rühren höhere Depolarisationsgrade i.a. von komplexeren Partikelformen her.

Die Kombination von Lidar- und Flugzeug- bzw. Ballonmessungen von Wolkenparametern, wie für die 2. Feldphase von ICE im Herbst dieses Jahres geplant, läßt auf weitergehende Erkenntnisse über Struktur und Entstehung von Cirruspartikeln hoffen.

LITERATUR

- Klapheck, K.: Meteorol. Rdsch. 40 (1987) 25-28.
 Klett, J.D.: Appl. Opt. 20 (1981) 211-220.
 Raschke, E. u.a.: World Climate Programme WCP-40, WMO, (1983).
 WMO-Report: World Climate Research Programme WCRP-9, (1988).

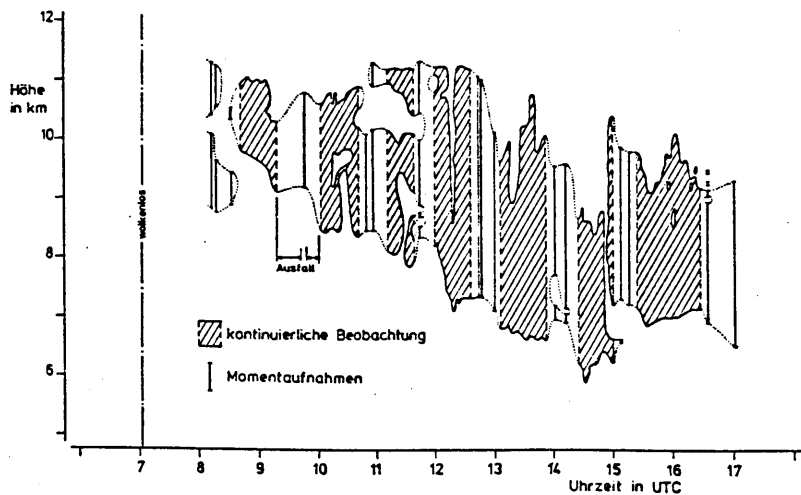


Abb.1: Unter- und Obergrenzen des Cirrus über Hörnum/Sylt am 4.10.87

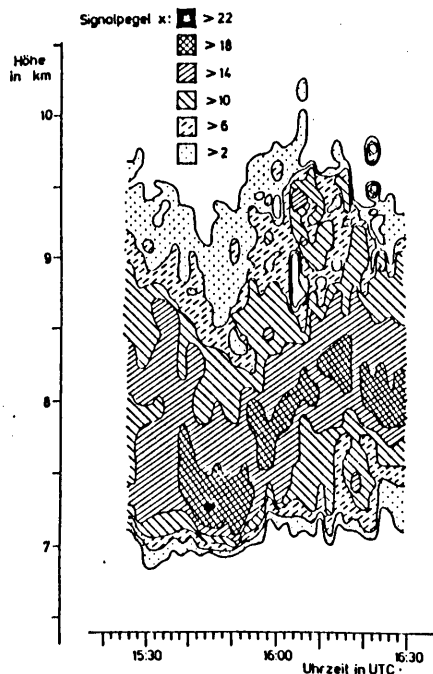


Abb.2: Ausschnittvergrößerung aus Abb.1 mit Darstellung der Signalpegel

Tabelle 1: Geometrische und optische Kenngrößen einiger Cirrusprofile

Uhrzeit UTC	optische Dicke	Untergr. in m	Dicke in m	β/σ in 1/sr
12.28	0.73	7395	3690	0.020
12.30	0.44	7305	3555	0.020
12.32	0.45	7305	3915	0.020
12.34	0.40	7395	3870	0.020
13.46	2.55	6555	3375	0.024
13.48	2.02	6870	3060	0.026
13.50	1.43	6780	3150	0.026
13.52	1.31	6780	3240	0.026
14.53	0.66	6375	3060	0.024
14.55	1.01	6330	4770	0.024
14.57	0.98	6330	4635	0.024
14.59	1.09	6330	4725	0.024
15.38	0.85	6960	2565	0.022
15.40	0.88	6915	2430	0.022
15.42	0.86	7005	2340	0.022
15.44	0.81	6960	2160	0.022

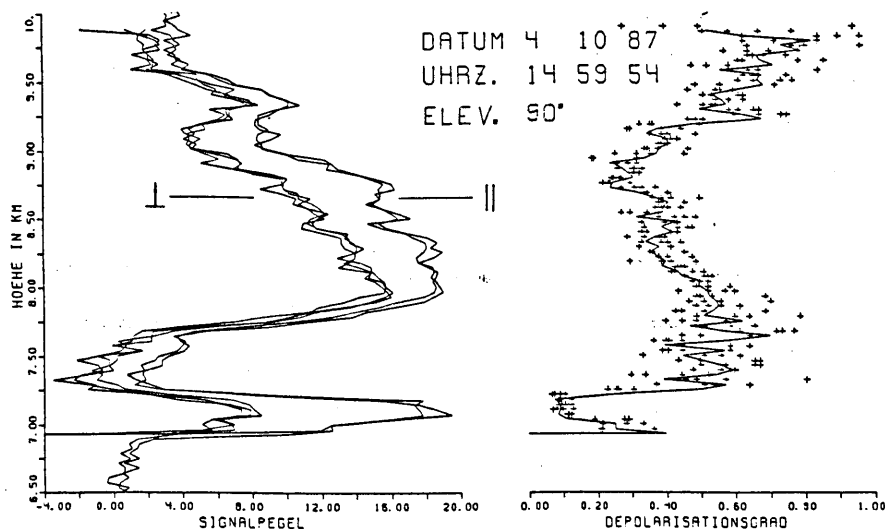


Abb.3: Senkrecht (⊥) und parallel (||) polarisierte Komponenten des Signals sowie der Depolarisationsgrad einer Cirruswolke.

1 EINLEITUNG

Mit dem Aufkommen von weltraumgebundener Fernerkundung wurde es möglich, eine Vielzahl wichtiger meteorologischer Größen global und hochaufgelöst zu bekommen. Die Folge waren Verbesserungen bei den Inputdaten für numerische Modelle und bei der Verifikation von Modellergebnissen.

Einige physikalisch bedingte Schwachstellen blieben jedoch erhalten. So ist z.B. die Höhenbestimmung von Wolken und Aerosolschichten relativ ungenau, und die Erkennung sehr dünner Wolken („subvisible“ Cirren) macht Schwierigkeiten.

Aktive Fernerkundungsverfahren wie z.B. das Lidar (Light Detection and Ranging) versprechen diesbezüglich Fortschritte, da eine sehr genaue Entfernungsbestimmung möglich ist (größenordnungsmäßig 100 m).

Das Prinzip eines Rückstreulidars ist folgendes: Ein kurzer Puls elektromagnetischer Strahlung (meistens im Wellenlängenbereich von VIS und N-IR) wird in die Atmosphäre geschossen. Die Photonen werden an den Bestandteilen der Luft, z.B. Aerosolpartikel, Wolkentropfen, aber auch Luftmolekülen, in alle Richtungen gestreut. Ein Teil dieser gestreuten Strahlung erreicht den Empfänger nach einer Zeit, die seiner Entfernung vom Streuort entspricht. Durch zeitaufgelöste Registrierung der rückgestreuten Photonen kann also die räumliche Struktur der Atmosphäre vermessen werden. In der Regel werden Sender (Laser) und Empfänger am gleichen Ort aufgestellt, so daß die „monostatische“ Konfiguration vorliegt. Die grundlegende Gleichung zur Beschreibung eines monostatischen Rückstreulidars ist die sogenannte Lidargleichung:

$$P_{ss}(r) = C_L \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \beta(r) \exp \left(-2 \int_0^r \sigma(r') dr' \right)$$

Dabei ist r die Entfernung des Meßvolumens vom Sender/Empfänger, $P_{ss}(r)$ die Rückstreuleistung (Einfachstreuung), $\beta(r)$ der Rückstreuoeffizient, $\sigma(r)$ der Extinktionskoeffizient und C_L die Lidarkonstante, die nur von Geräteeigenschaften und der Lichtgeschwindigkeit abhängt.

Probleme tauchen auf, wenn diese Gleichung bezüglich $\sigma(r)$ invertiert werden soll: Es liegen 2 Unbekannte (β und σ) vor, es steht aber nur eine Gleichung zur Verfügung.

Aus diesem Grunde ist ein Schließungsansatz notwendig, der einen funktionalen Zusammenhang zwischen Rückstreuoeffizienten β und Extinktionskoeffizienten σ herstellt. Dafür sind jedoch Zusatzinformationen über die Atmosphäre erforderlich. Ferner berücksichtigt die Lidargleichung in obiger Form nur Einfachstreuung, d.h. Photonen, die erst nach mehreren Streuprozessen beim Empfänger eintreffen, führen zu Fehlinterpretationen.

Mit diesen Problemen befassen sich verschiedene Studien am MIM, von denen 3 kurz vorgestellt werden sollen:

- ★ Invertierung von Weltraumlidarsignalen ohne Berücksichtigung von Mehrfachstreuung
- ★ Modellierung optischer Eigenschaften von Cirren
- ★ Untersuchungen zur Rolle der Mehrfachstreuung in Lidarsignalen

2 INVERTIERUNG VON WELTRAUMLIDAR-SIGNALEN

Für die Invertierung von Lidarsignalen existieren im wesentlichen zwei analytische Verfahren. Diese benötigen für die Bestimmung des Aerosol-Extinktionskoeffizienten $\sigma_p(r)$ als Eingangsparameter das σ_p/β_p -Verhältnis der Aerosolpartikel (als Funktion des Ortes), die Luftdichte für die Berechnung der Rayleighstreuung und einen Randwert von σ_p .

Die Genauigkeit der Verfahren hängt stark von der Qualität der Eingangsdaten ab. Insbesondere können Fehler in den vorgegebenen σ_p/β_p -Verhältnissen (Aerosoltypen) große Ungenauigkeiten in den rückgerechneten Aerosol-Extinktionsprofilen hervorrufen.

Alternativ zu den erwähnten analytischen Modellen wurden zwei iterative Modelle entwickelt (KÄSTNER und QUENZEL, 1987; WIEGNER et al., 1989). Diese benötigen auch Inputdaten, jedoch ist anstelle eines Randwertes die Kenntnis der Lidarkonstante C_L erforderlich. Im Rahmen unserer Studien werden untersucht:

- ★ Stabilität der Verfahren
- ★ Sensitivität des rückgerechneten Extinktionsprofils auf Fehler in den genannten Eingangsparametern
- ★ Erreichbarkeit der Genauigkeitsanforderung an die Eingangsparameter
- ★ Vergleich zwischen den analytischen und iterativen Verfahren

Die Studien wurden rein numerisch durchgeführt.

führt, indem zunächst aus vorgegebenen Atmosphärendaten ein synthetisches Weltraumlidar-Meßprofil berechnet wurde, auf das anschließend die verschiedenen Algorithmen angewendet wurden.

3 CIRRUSEIGENSCHAFTEN

Für die Fernerkundung der Eigenschaften dünner Cirren ist die genaue Modellierung ihrer optischen Eigenschaften notwendig. Damit kann z.B. das σ/β -Verhältnis, das für die Invertierung von Lidarsignalen bekannt sein muß, berechnet werden und es kann überprüft werden, inwieweit Rückschlüsse auf Teilchenform und -orientierung mittels aktiver oder passiver Fernerkundungs-Methoden gezogen werden können.

Als Basis zur Behandlung der optischen Eigenschaften von Eiskristallen diente das Ray-Tracing-Modell von WENDLING et al. (1979). Das Modell wurde in folgenden Punkten erweitert:

- * Berücksichtigung der Polarisierung
- * Berechnung der Absorption, die ab etwa $\lambda \geq 1 \mu\text{m}$ nicht vernachlässigt werden darf
- * Berechnung der Beugung für hexagonale Kristalle
- * Berechnung der optischen Eigenschaften für horizontal orientierte Kristalle

Mit diesen Erweiterungen steht ein Modell zur Verfügung, das es erlaubt, die optischen Eigenschaften von hexagonalen Plättchen und Säulen vollständig zu berechnen. Damit wird eine Datenbank für Teilchen im Größenbereich von 20 - 2000 μm unter Berücksichtigung gemessener Länge/Durchmesser Verhältnisse erstellt. Aus diesen werden durch Wichtung mit Cirrus-Größenverteilungen die optischen Eigenschaften von Cirren berechnet.

4 MEHRFACHSTREUUNG IN LIDARSIGNALEN

Um auch bei Berücksichtigung von Mehrfachstreuung eine leicht zu invertierende Lidargleichung beibehalten zu können, haben KUNKEL und WEINMAN (1976) folgende Approximation eingeführt:

$$P_{ms}(r) = C_L \cdot \frac{\beta(r)}{r^2} \exp \left(-2 \int_0^r [1 - F(r')] \sigma(r') dr' \right)$$

Aufgrund der Berücksichtigung der mehrfachgestreuten Photonen erhält man eine Erhöhung der Rückstreuleistung. In der modifizierten Lidargleichung wird das durch die Erhöhung der Transmission erreicht. Beim Rückstreukoeffizienten wird jedoch keine Korrektur angebracht. Auch wird unberücksichtigt gelassen, daß die Rückstreuleistung bei mehreren Streuprozessen tatsächlich vom Produkt der jeweiligen Streukoeffizienten abhängt.

Es läßt sich zeigen, daß für den Korrekturfaktor $F(r)$ gilt (τ = optische Dicke):

$$F(r) = \frac{1}{2\tau} \ln \left(\frac{P_{ms}}{P_{ss}} \right)$$

Dabei ist zu berücksichtigen, daß das Verhältnis der Rückstreuleistungen abhängig ist von der optischen Dicke des Mediums bzw. der Eindringtiefe des Pulses in das Medium, vom Öffnungswinkel des Empfängers, vom Aerosoltyp und von der Größe des beleuchteten Volumens.

Für die Berechnung des Korrekturterms $F(r)$ aus den Rückstreuleistungen existieren verschiedene empirische, statistische und analytische Methoden. In der Regel beziehen sich diese Studien auf homogene Medien.

Um den Einfluß der Partikelart und der Geräteeigenschaften auf das Rückstreulidarsignal bei Berücksichtigung von Mehrfachstreuung zu untersuchen, wurde das Modell von RICKLEFS (1986) verwendet. Zunächst wurde – wie in der Originalarbeit – nur Zweifachstreuung modelliert. Die Ergebnisse werden mit entsprechenden Resultaten aus der Literatur verglichen.

5 POSTERPRÄSENTATION

Es werden aktuelle Ergebnisse von den drei genannten Studien gezeigt. Die aufgeführten Teilprojekte passen alle zu den Vorbereitungen eines Weltraumlidarexperimentes (ALEXIS), das in einem anderen Beitrag zu dieser Tagung vorgestellt wird.

LITERATUR

- KÄSTNER, M. und QUENZEL, H.: Assessment of Lidar Inversion Algorithms of Backscatter Signals of a Satellite Lidar. Final Report to ESTEC Contract No. 6712/86/NL/IW (1987).
- KUNKEL, K.E. und WEINMAN, J.A.: Monte Carlo Analysis of Multiply Scattered Lidar Returns. J. Atm. Sci., 33 (1976), S. 1772-1781.
- RICKLEFS, U. and BODMANN, H.W.: Lidar Equation Taking Account of Polarization, Second Order Scattering and Travelling Time Effects. Contr. Atm. Physics, 59 (1986) Nr. 4, S. 573-588.
- WENDLING, P.; WENDLING, R., WEICKMANN, H.K.: Scattering of Solar Radiation by Hexagonal Ice Crystals. Appl. Opt. 18 (1979), S. 2663-2671.
- WIEGNER, M.; KÄSTNER, M.; QUENZEL, H.: Comparison of Different Inversion Algorithms for Backscatter Lidar Measurements from Space. in: Proc. of IRS 1988, Ed.: J. Lenoble, in press

Thomas Viehoff

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Columbusstrasse, 2850 Bremerhaven

1. EINLEITUNG

Die Daten des Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) auf den polar umlaufenden Satelliten der TIROS/NOAA Serie haben sich für ozeanische Fragestellungen als sehr nützlich erwiesen. Die hohe geometrische Auflösung von 1.1 km verbunden mit einer hohen zeitlichen Wiederholrate der Überflüge in polaren Gebieten (ca. 12-18 pro Tag) erlaubt eine Analyse klein- und mesoskaliger Phänomene mit kurzen Zeitskalen. Hierzu gehört u.a. die Meereisentwicklung in Gebieten starker Oberflächenströmungen. Daher wurden während einer Arktisreise 1988 von RV Polarstern in die Grönlandsee hochauflösende HRPT-Daten (High Resolution Picture Transmission) des AVHRR an Bord von Polarstern direkt empfangen und verarbeitet. Dies machte eine Echtzeit-Beratung des Schiffes bezüglich der Eisverhältnisse im Operationsgebiet möglich.

2. KONFIGURATION

An Bord von Polarstern wurde eine HRPT-Empfangsstation installiert, die ursprünglich für einen Landbetrieb konzipiert wurde. Die Antennenöffnung von 5 Grad ermöglicht einen Datenempfang bei normalen Schiffsgeschwindigkeiten auch ohne kontinuierliche Positionsanpassung. Das Schiff verhielt sich während des grössten Teils der Reise hinreichend ruhig, so dass der Datenempfang auch ohne eine Antennenstabilisierung möglich war.

3. ERGEBNISSE

Der Einsatz der Empfangsanlage in der Grönlandsee diente hauptsächlich der Erkundung der Eisverhältnisse zur Unterstützung der wissenschaftlichen Einsatzplanung. Dazu wurden insgesamt 76 Überläufe der Satelliten NOAA-9 und NOAA-10 empfangen. Probleme traten im wesentlichen nur bei fehlenden aktuellen Orbitparametern für die Bahnvorhersage auf. Es konnten eine Reihe von

Echtzeit-Beratungen durchgeführt werden, wodurch eine wesentlich effizientere Fahrtplanung des Schiffes möglich wurde. Dies galt vor allem für den südlichen Teil des Ostgrönland-Stromes. In Abbildung 1 ist der Kanal 1 (0.58-0.68 μm) des NOAA-9 AVHRR wiedergegeben, der die Eissituation am 11.6.1988 wiedergibt. Dunkle Flächen entsprechen niedrigen, helle Flächen entsprechend hohen Albedo-Werten. Der Kurs des Schiffes vom 9.6.-13.6. ist eingezeichnet, ebenso wie die Position des Schiffes zum Zeitpunkt des Datenempfanges (Pfeil). Die Genauigkeit der geographischen Anpassung der Daten beträgt etwa 2 Km. Die aufgrund der Satelliteninformationen gewählte Fahrtroute entlang der Küstenpolynia hatte gegenüber der ursprünglichen Fahrtroute eine Zeitersparnis von ca. 2 Tagen zur Folge.

Ferner wurden die Daten zur Analyse der Eisbedeckung und der Eisdrift im Bereich des Ostgrönland-Stromes zwischen der Framstrasse im Norden und der Dänemarkstrasse im Süden verwendet. Die Eisdrift gibt Aufschluss über kinematische Prozesse im oberen Ozean. Die beiden ostwärts gerichteten Rezirkulationsströmungen des Oströnlandstromes im Boreasbecken und im Grönlandbecken konnten deutlich ausgemacht werden. Trotz ungünstiger Wetterverhältnisse und hoher prozentualer Wolkenbedeckung konnte eine Abschätzung der Eisdrift durch Verfolgung einzelner Schollen durchgeführt werden. Entlang der Eisrandzone konnten einzelne mesoskalige Eis-Wirbel beobachtet werden. Derartige Strukturen treten wiederholt in der Übergangszone zwischen offenem Wasser und Meereis auf (Wadhams und Square, 1983; Gascard et.al., 1987; Johannessen et.al., 1987). Sie haben einen Durchmesser von der Grössenordnung des lokalen Rossby-Deformationsradius (20-30 km) und sind an der Oberfläche als bänderartige Schollenfelder mit Breiten von 4-8 Km sichtbar. Derartige Wirbel können einen beträchtlichen Beitrag zum lateralen Transport von Wärme und Nährstoffen durch die Eisrandzone liefern und damit einen Einfluss auf die biologische Produktion im

Eisrandbereich haben. Abbildung 2 zeigt das Bild der Rohdaten des Kanal 1 des NOAA-10 AVHRR vom 24.6.1988, auf dem ein solcher Wirbel deutlich sichtbar ist. Er lag auf dem hydrographischen Schnitt "B" zwischen den Stationen "B2" und "B4". Die Position des Schiffes zum Zeitpunkt des Datenempfanges ist mit durch ein Kreuz zwischen den Stationen "B4" und "B5" markiert. Das aus Temperatur- und Salzgehaltsdaten berechnete Dichtefeld weist auf einen zyklonalen Drehsinn des Wirbels hin. Ein solcher Drehsinn ist für Wirbel entlang der MIZ vorherrschend.

LITERATUR

GASCARD J.C., KERGMARD C., JEANNIN P.F. and M.FILY : Diagnostic study of the Fram Strait Marginal Ice Zone during summer from 1983 and 1984 Marginal Ice Zone Experiment lagrangian observations. J.Geophys. Res., 93 (1988), S. 3613-3641

JOHANNESSEN J.A., JOHANNESSEN O.M., SVENDSEN E., SHUCHMAN R., MANLEY T., CAMPBELL W., JOSBERGER E., SANDVEN S., GASCARD J.C., OLAUSSEN T., DAVIDSON K. and J. VAN LEER : Mesoscale eddies in the Fram Strait Marginal Ice Zone during MIZEX 1983 and 1984. J. Geophys. Res., 92 (1987), S. 6754-6772

WADHAMS P. AND V. SQUIRE : An ice-water vortex at the edge of the East Greenland current. J.Geophys. Res., 88 (1983), S. 2770-2780



Fig. 1 NOAA-9 AVHRR Kanal 1 am 11.6.1988, 14:58 GMT in einer Kartenprojektion mit 1 km/Pixel Auflösung. Auf der linken Bildhälfte ist die Ostküste Grönland sichtbar. Schiffskurs und die Position zum Zeitpunkt des Datenempfanges sind eingezeichnet.

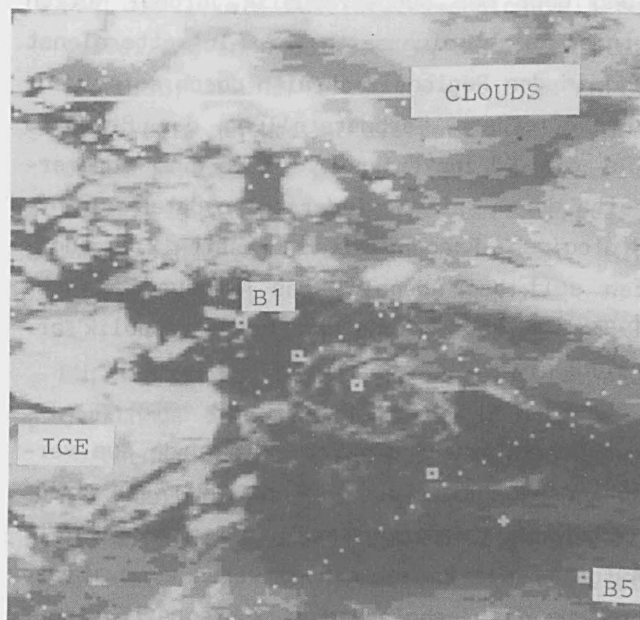


Fig. 2 NOAA-10 AVHRR Kanal 1 am 24.6.1988, 16:46 GMT. Das Daten sind bezüglich der Erdkrümmung korrigiert. Die hydrographischen Stationen (Rechtecke) und die Position des Schiffes (Kreuz) zum Zeitpunkt des Datenempfanges sind eingezeichnet.

Johann Riedl, Hans Bauer, Thomas Hohmann, Peter Lang, Otto Plörer, Klaus Wege

Deutscher Wetterdienst

Meteorologisches Observatorium Hohenpeißenberg

1 PROJEKTDESCHEIBUNG

Farbbilddarstellungen der momentanen Niederschlagsechoverteilung, ihre Entwicklung und Verlagerung bilden die Grundlage für die operationelle Nutzung von Radarinformationen im Deutschen Wetterdienst (DWD). Zielsetzung des Projekts "DV-gestützte Erfassung und Aufbereitung von Radardaten im Deutschen Wetterdienst" ist daher die verbesserte und erweiterte Nutzung von Radar-Niederschlagsdaten durch Rechneraufbereitung. Außerdem ist bei fortschreitendem Ausbaustadium die Möglichkeit gegeben, durch Zusammenfügen der Bilder mehrerer Standorte den Beratungsbereich zu erweitern. Ein Ziel ist auch die Erstellung eines Kompositbildes der Niederschlagsverteilung über der Bundesrepublik. Großer Nutzen ergibt sich einerseits im Flugwetterdienst und in den Regionalzentralen durch sofort interpretierbare Farbdarstellung der Produkte für die Kürzestfristvorhersage und andererseits durch Flächenniederschlagsdaten für hydrologische Fragen. Mit insgesamt 12 Standorten soll bei Abschluß des Ausbaus bis etwa 1993 die Überdeckung der Bundesrepublik erreicht sein.

Zur Durchführung des Projekts wurde aus verschiedenen Dienststellen des DWD die "Projektgruppe Radarverbund" zusammengestellt. Aufgaben der Projektgruppe waren u. a. Erarbeitung der Technischen Pflichtenhefte, Angebotsauswahl, Abnahmen der ersten Anlagen und deren Inbetriebnahme, verbunden mit einer Ersteinweisung der Nutzer. Derzeit sind die Radarsysteme in München und Frankfurt im operationellen Betrieb, und die Auslieferung der

Anlage für Hamburg ist für Mai 1989 vorgesehen. Für 1990 ist die Installation des nächsten Radars in Essen geplant.

2 SYSTEMDESCHEIBUNG

Als Radargerät ist eine für Dopplerausbau vorbereitete DWSR-88-Anlage der Firma Enterprise Electronics Corp. (EEC), USA, eingesetzt, die von dem Radarrechner, einer MicroVAX II von Digital Equipment (DEC), gesteuert wird. Dieser Rechner gibt der Radaranlage die wichtigen Betriebsparameter (Antennengeschwindigkeit, Abtastwinkel, Sendepulslänge und -pulsfrequenz etc.) vor. Die gesamte Systemsteuerung ist in Menütechnik realisiert, aufgeteilt in mehrere Berechtigungsklassen (Operator, Manager, Diagnostik). Digitalisierung und Integration der Echosignale erfolgen in einem digitalen Signalprozessor, der beim Dopplerausbau durch einen Doppler-Radarvideo-prozessor ersetzt wird. Die Berechnung der Radarreflektivitätswerte (dBZ) anhand von abgespeicherten Eichdaten führt ein vorgeschalteter Prozessor durch. Dieser bewerkstelligt auch die Kommunikation mit der MicroVAX und allen übrigen Anlagenteilen.

Die Bilderneuerungsrate beträgt allgemein 15 Minuten, d. h. es wird jede Viertelstunde ein neuer Raumabtastungszyklus (sog. volume scan) mit 20 Elevationswinkeln gestartet. Damit wird ein dreidimensionaler Echodatensatz gewonnen. Die Umrechnung und Einsortierung in den Datenquader unter Berücksichtigung der polarstereographischen Projektion (60° N, 10° E) erfolgen im Radarrechner, ebenso die Generierung aller Produkte. Für die Flächen-

niederschlagsdaten wird zusätzlich eine Datenerfassung im 5-Minuten-Takt durchgeführt. Dazu wird die Raumabtastung jeweils kurzzeitig unterbrochen. Die Echodaten werden in einem bodennahen Elevationswinkel erfaßt, im Radarrechner in Niederschlagsintensität (mm/5 min) umgerechnet und zu Stunden- bzw. Tagessummen aufaddiert.

Die Darstellung der rechnergenerierten Bildprodukte ist im Endausbau auf den Displayeinrichtungen des AFW-Systems (Automation des Fernmeldedienstes bei Wetterämtern und Flugwetterwarten) vorgesehen. Auf einem nachgeschalteten Personal Computer (PC) soll die Radarinformation als Dauerbild und in Form von Filmläufen zur Verfügung gestellt werden. Die Versorgung der vom Radarstandort abgesetzten Dienststellen ist ebenfalls über AFW geplant. Für einige Sondernutzer besteht eine Abrufmöglichkeit festgelegter Produkte direkt vom Radarrechner über das Datex-P-Netz der Deutschen Bundespost.

Die Berücksichtigung von Gebieten mit permanenten Bodenechos ist mit Hilfe einer im Rechner gespeicherten sog. Clutterdatei möglich. Die mit Bodenechos belegten Elemente des Datenquaders können bei der Bildgenerierung ausgeblendet oder besonders gekennzeichnet werden. Es werden mehrere Clutterdateien für unterschiedliche Ausbreitungsbedingungen vorgehalten.

3 PRODUKTBESCHREIBUNG

Es werden folgende **quantitativen Produkte** (Datensätze) erstellt:

- DH, stündliche Niederschlagshöhe
- DS, laufende Zwischensumme
- DD, Tagessumme des Niederschlags (6.30 - 6.30 UTC)
- DP, Werte aus DH an 10 ausgewählten Punkten

Diese Datensätze (100 km x 360°, Auflösung 1 km x 1°) werden **automatisch** erzeugt, bodenechomarkiert, komprimiert und auf Magnetband in Polarkoordinaten gespeichert (DP nur auf **Anforderung**). Eine Aneichmöglichkeit (Vergleich bestimmter Radarfelder mit zugehörigen Niederschlagsmessern am Boden und anschließende Korrektur) ist vorgesehen. In Echtzeit kann die Aneichung erst vorgenommen werden, wenn die fernmeldenden Niederschlagsmesser zur Verfügung stehen. Voruntersuchungen haben ergeben, daß zur Aneichung eines 180°-Sektors jeweils 5 - 8 Bodenstationen benötigt werden. Die besten Ergebnisse sind mit gemittelten logarithmierten Quotienten aus Boden- und Radarwerten in Stundenintervallen zu erzielen. Für eine off-line-Auswertung für klimatologische Zwecke und Modelluntersuchungen ist natürlich auch eine Aneichung der Magnetbanddaten im nachhinein möglich.

An **qualitativen Produkten** (Bildprodukte) sind folgende **automatisch** vorgesehen:

- PL, die lokale quasidreidimensionale Echoverteilung in 6 dBZ-Stufen, dargestellt als Grundriß, 400 km x 400 km mit 2 km Auflösung (die untersten clutterfreien Niederschlagsechos), sowie Seiten- und Aufriß (die S->N- und W->E-Projektion der stärksten Echos aus jeder Höschicht (bis 12 km)).
- DW, Warnungen. Der "severe convection" Algorithmus sucht den Datenquader nach hochreichenden und starken Echos ab und meldet bei Überschreitung der Schwellwerte (z. B. 45 dBZ in 8 km und 15 dBZ in 12 km) die Koordinaten der 10 stärksten Zellen an die Bedienungskonsole. Diese konvektiven Zellen werden auf Hagelkriterien (z. B. Überschreiten von 45 dBZ Echostärke in 1 - 2 km über der Nullgradgrenze) überprüft und hagelverdächtige Zellen ebenfalls angezeigt.

Auf Nutzeranforderung können noch weitere Bildprodukte erzeugt werden:

- PS, ein Schnittbild mit Grund-, Auf- und Seitenriß durch einen in x, y und z frei wählbaren Aufpunkt im Datenquader; Ausmaß und Auflösung wie PL.
- PX, ein aus der 5-Minuten-Abtastung des quantitativen Meßzyklus hergestelltes Grundrißbild (ähnlich PL, jedoch 100 km Radius), das zur schnelleren Information in kritischen Lagen dienen soll.
- PE, ein Falschfarbenbild der Echotopverteilung im Datenquader.
- PY, die Falschfarbendarstellung der aufgelaufenen Niederschlagshöhe aus der DS-Zwischensummendatei.

Außerdem gibt es den

- CEL-Report, der die Möglichkeit bietet, sich durch Verschieben des Aufpunktes bestimmte Teile des Datenquaders in allen Höhenschichten auf der Bedienerkonsole anzuschauen.

Die Attribute der Produkte (automatische oder gesonderte Herstellung, keine oder automatische Archivierung auf Platte/Magnetband) können über das Managermenü des Radarrechners bestimmt werden.

Aus drucktechnischen Gründen muß an dieser Stelle auf Beispiele der Farbbilder verzichtet werden; es wird auf das Poster hingewiesen.

4 DARSTELLUNGSMÖGLICHKEITEN

Die komprimierten Bilddaten werden mit Geographieoverlay, Legende, ggf. Warnungen und Systemmeldungen ergänzt. Später ist auf dem Displaysystem von AFW die Überlagerung mit anderen Graphikprodukten (z. B. Topographien) vorgesehen. Zur Zeit erfolgt die Bilddarstellung auf einem PC mit den Möglichkeiten für Film-loop und Zoom. Über Standleitung von PC zu PC werden derzeit auch die nachgeschalteten Dienststellen versorgt.

5 WEITERE ENTWICKLUNG

Wie bereits erwähnt, sind die Radaranlagen zum Dopplerausbau vorbereitet. Beim Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg wurde ein Dopplerradar in Betrieb genommen, mit dem die zusätzlichen Produkte (radiale Windverteilung, Windscherung) und Möglichkeiten (Bodenechounterdrückung, vertikales Windprofil, Scherungswarnungen) auf ihre Qualität und Verwendbarkeit im operationellen Einsatz getestet und weiterentwickelt werden sollen.

EIN RADAR-VERFAHREN ZUR MESSUNG VON WIND- UND TEMPERATURPROFILEN

Kirtzel, Hans-Jürgen
Meteorologisches Institut, Universität Hamburg
2000 Hamburg 13, Bundesstraße 55

Einleitung:

Zur quantitativen Erfassung des dreidimensionalen Windfeldes in der Troposphäre finden in zunehmenden Maße bodengebundene Fernerkundungsverfahren Anwendung, da mit diesen Verfahren Messungen mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung bei deutlich geringeren Betriebsaufwand durchgeführt werden als mit traditionellen direkten Verfahren (Mastinstrumentierung, Ballonsondierung). Die Anwendung beschränkte sich bisher auf die Messung der mittleren Größen des Windfeldes. Am meteorologischen Institut der Universität Hamburg wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem darüberhinaus das mittlere Temperaturprofil und die turbulenten Flüsse von Impuls und sensibler Wärme erfasst werden. Neben den bereits seit 1985 in verschiedenen Experimenten durchgeführten Messungen der mittleren Größen des Wind- und Temperaturfeldes liegen jetzt auch erste Erfahrungen und Ergebnisse über Impulsstrommessungen mit diesem System vor.

Theorie:

Bei herkömmlichen Fernerkundungsverfahren wie Doppler-SODAR (Sonic Detecting And Ranging) und Doppler-RADAR (Radio Detecting And Ranging) wird die Streuung von akustischen oder elektromagnetischen Wellen an Dichte- oder Brechungsindexschwankungen genutzt, um aus den Parametern der Streuwelle Informationen über die Atmosphäre zu erhalten. So wird z.B. aus der Frequenzverschiebung von Empfangssignal zu Sendesignal (1. Moment des Dopplerspektrums) die mittlere Geschwindigkeit des erfassten Luftvolumens parallel zur Ausbreitungsrichtung des Wellenfeldes (bestimmt durch die Orientierung der Sende- und Empfangsantennen) berechnet:

$$(Gl.1): v_r = 0.5 \cdot c_0 \cdot (f_e - f_a)$$

mit v_r = Geschwindigkeit des Mediums parallel zum Wellenvektor

f = Frequenz des ausgesendeten Wellenfeldes

f = Frequenz des empfangenen Wellenfeldes

c_0 = Ausbreitungsgeschwindigkeit des Wellenfeldes

Wird die Radialgeschwindigkeit für drei unabhängige Richtungen ermittelt, ist über eine Koordinatentransformation unter Annahme homogener Verhältnisse für die drei erfassten Luftvolumina die Berechnung der horizontalen und der vertikalen Windgeschwindigkeit möglich. Die Varianzen der Radialgeschwindigkeiten können aus Zeitreihen der 1. Momente oder aus dem mittleren 2. Moment der Dopplerspektren abgeschätzt werden. Bei einem Zenitwinkel β und einem Azimutwinkel β' der Antennen tragen die Komponenten des Windfeldes zur beobachteten Radialwindgeschwindigkeit in der folgenden Weise bei:

$$(Gl.2) : v_r(\beta, \beta') = u \cdot \cos \beta \sin \beta' + v \cdot \sin \beta \sin \beta' + w \cdot \cos \beta$$

mit u, v, w = Komponenten des Windfeldes (kartesische Koord.)

In der Varianz der Radialgeschwindigkeit treten damit auch gemischte Terme der Windkomponenten, d.h. Komponenten des vertikalen Impulstransportes, auf:

$$(Gl.3) : \overline{v_r^2} = \overline{u^2} \cdot \cos^2 \beta \sin^2 \beta' + \overline{v^2} \cdot \sin^2 \beta \sin^2 \beta' + \overline{w^2} \cdot \cos^2 \beta + 2 \cdot \overline{uv} \cdot \sin \beta \cos \beta \sin \beta' \cos \beta' + 2 \cdot \overline{uw} \cdot \cos \beta \sin \beta' \cos \beta' + 2 \cdot \overline{vw} \cdot \sin \beta \sin \beta' \cos \beta'$$

Für günstig ausgewählte Azimutwinkel β' ($i=1,4$) vereinfacht sich die Gleichung für die Radialwindvarianz wie folgt:

$$(Tab.1) : \beta = 0^\circ \quad \overline{v_r^2} = \overline{u^2} \cdot \sin^2 \beta' + \overline{w^2} \cdot \cos^2 \beta' + 2 \cdot \overline{uw} \cdot \sin \beta' \cos \beta'$$

$$\beta = 180^\circ \quad \overline{v_r^2} = \overline{u^2} \cdot \sin^2 \beta' + \overline{w^2} \cdot \cos^2 \beta' - 2 \cdot \overline{uw} \cdot \sin \beta' \cos \beta'$$

$$\beta = 90^\circ \quad \overline{v_r^2} = \overline{v^2} \cdot \sin^2 \beta' + \overline{w^2} \cdot \cos^2 \beta' + 2 \cdot \overline{vw} \cdot \sin \beta' \cos \beta'$$

$$\beta = 270^\circ \quad \overline{v_r^2} = \overline{v^2} \cdot \sin^2 \beta' + \overline{w^2} \cdot \cos^2 \beta' - 2 \cdot \overline{vw} \cdot \sin \beta' \cos \beta'$$

Die Komponenten des Impulstransportes lassen sich aus der Differenz der Varianzen mit einer Winkeldifferenz von 180 Grad im Azimut berechnen:

$$(Gl.4a) : \overline{uw} = (\overline{v_{r1}^2} - \overline{v_{r2}^2}) / 4 \cdot \sin \beta \cos \beta'$$

$$(Gl.4b) : \overline{vw} = (\overline{v_{r3}^2} - \overline{v_{r4}^2}) / 4 \cdot \sin \beta \cos \beta'$$

Die Ableitung des Impulstransportes aus den Varianzen ist mit einem Doppler-RADAR bereits von verschiedenen Gruppen durchgeführt worden (Vincent, R.A. and Reid, 1983), (Kropfli, 1986), (Fukao, Sato, Tsuda, Kato, 1988). Allerdings beschränken sich die Beispiele auf ausgesuchte Fälle mit ausgeprägten meteorologischen Ereignissen und günstigen Messbedingungen. Für die Verwendung eines Doppler-SODARs ist mit Kristensen, Gaynor, Neff (1986) nur ein Einzelfall für Impulsstrommessungen bekannt.

Da sowohl das SODAR als auch das RADAR-Verfahren die natürliche Turbulenz als Streuquelle benötigen, ist die Anwendung dieser Verfahren von den meteorologischen Gegebenheiten abhängig. Darüberhinaus kann bei beiden Verfahren durch ungünstige Umgebungsbedingungen (Festechos bei RADAR, Umgebungslärm bei SODAR) der Messfehler größer als die zu erwartende Varianzdifferenz selbst werden.

Eine Alternative bietet das sog. RASS (Radio Acoustic Sounding System). Bei diesem Verfahren dienen künstlich erzeugte Schallwellen als Streuzentren für die elektromagnetischen Wellen eines gleichzeitig betriebenen RADAR-Systems. Das Empfangssignal wird somit nur durch vorgegebene Parameter bestimmt und ist weitgehend unabhängig von den Messbedingungen. Da die Schallwellen mit dem Windfeld driften, tragen die Schallgeschwindigkeit und die Radialwindkomponente zur beobachteten Radialgeschwindigkeit in der folgenden Weise bei:

$$(Gl.5) : v_r(\beta, \beta') = c_0 + u \cdot \cos \beta \sin \beta' + v \cdot \sin \beta \sin \beta' + w \cdot \cos \beta$$

mit c_0 = Schallgeschwindigkeit im ruhenden Medium

Entsprechend der o.a. Verfahrensweise (Gl.1-Gl.4) können aus den Beobachtungen der Schallgeschwindigkeiten neben den Komponenten des Windfeldes auch die des Impulsstroms bestimmt werden:

$$(Gl.6a) : \overline{uw} = (\overline{v_{r1}^2} - \overline{v_{r2}^2} - 4 \cdot \overline{v_{c0}^2} \cdot \cos \beta) / 4 \cdot \sin \beta \cos \beta'$$

$$(Gl.6b) : \overline{vw} = (\overline{v_{r3}^2} - \overline{v_{r4}^2} - 4 \cdot \overline{v_{c0}^2} \cdot \cos \beta) / 4 \cdot \sin \beta \cos \beta'$$

Die in Gleichung (6) auftretenden Beiträge der Kovarianzen von Schallgeschwindigkeit und horizontaler Windkomponente können gegenüber den Varianzen vernachlässigt werden.

Da die Schallgeschwindigkeit eine temperaturabhängige Größe ist, kann aus der vertikalen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen die Temperatur berechnet werden. Um den Einfluß des Vertikalwindes zu eliminieren, ist aber eine Mittelungszeit von mindestens 10 Minuten einzuhalten:

$$(Gl.7) : \overline{v_r}(\beta=0) = 20.05 \cdot \sqrt{T}$$

Erfolgt gleichzeitig mit der RASS-Messung der vertikalen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle eine Messung der vertikalen Windkomponente (RADAR, m.E. SODAR) in demselben Luftvolumen, so kann aus diesen beiden Zeitreihen nach einem Verfahren von Hinzpeter, Peters, Baumann (1985) der sensible Wärmefluß auf direktem Wege ermittelt werden.

Mit der gleichzeitigen Messung der Profile des mittleren Wind- und Temperaturfeldes und Profilen der turbulenten Flüsse von Impuls und Wärme ist es somit möglich, Austauschkoefizienten unter allen meteorologischen Bedingungen zu berechnen.

Systembeschreibung:

Am Meteorologischen Institut der Universität Hamburg ist ausgehend von einem vorhandenen FM-CW Doppler-RADAR System ein kombiniertes RADAR/RAS-System aufgebaut worden. Dabei wird die RADAR-Einheit (Antennen, Sende- und Empfangselektronik) für die RASS-Messungen mitverwendet und lediglich um einen Schallsender erweitert. Da sich die Empfangssignale des RADAR- und des RAS-Systems in der Frequenz deutlich unterscheiden, können sie voneinander getrennt und unabhängig ausgewertet werden. Die oben geforderte gleichzeitige Messung von Vertikalwind und vertikaler Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen in demselben Luftvolumen zur Ableitung des turbulenten Wärmestromes ist somit unproblematisch.

Ein weiterer Vorteil des gleichzeitigen Betriebes beider Systemeinheiten liegt in der Erweiterung des erfassten Höhenbereichs. Das RADAR-System wird vor allem in den unteren Höhen durch bodennahe Strukturen (Bewuchs, Leitungen, Antennen) gestört. Da sich diese Strukturen i.a. immer etwas bewegen, können sie durch eine einfache Festechoerkennung nicht unterdrückt werden. Somit erstreckt sich der typische Messbereich des FM-CW Doppler-RADAR Systems abhängig vom Standort und den meteorologischen Gegebenheiten von 150m bis 1000m. Der vom RAS-System erfasste Höhenbereich ist im wesentlichen abhängig von der horizontalen Windgeschwindigkeit und der Größe der Antennenflächen, da die Schallwellen mit dem Windfeld verdriften. Der erreichbare Höhenbereich kann wie folgt angegeben werden:

$$(GL.8) : H = (L \cdot c_0) / V_h$$

mit L = Antennengröße
 V_h = horizontale Windgeschwindigkeit

Die Erfahrungen zeigen allerdings, daß dieser Wert im - ungünstigen - Starkwindfall durch turbulente Deformation der Schallwellen um den Faktor 2 - 3 erhöht wird.

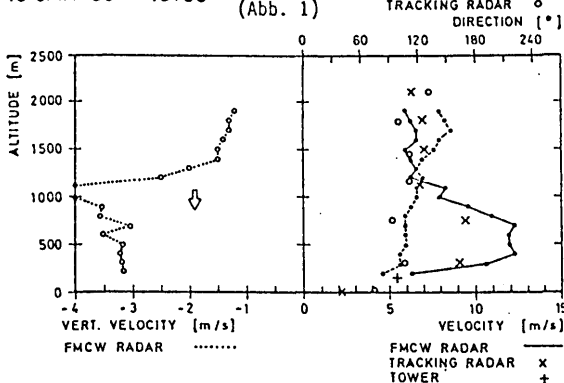
Die wichtigsten Systemparameter sind in Tab.2 dargestellt:

(Tab.2):	RADAR	RASS
zeitl. Auflösung	10 s	10 s
räuml. Auflösung	20 m	20 m
typ. Höhenbereich	100-1000 m	300 m ($L=10$ m, $V_h=10$ m/s)

Messergebnisse:

Abb. 1 zeigt in der rechten Darstellung einen Vergleich des mit dem FM-CW RADAR gemessenen Windprofils (10-Minuten Mittelwerte) mit einer RADAR-Ballon Verfolgung. Aufgrund der relativ großen Entfernung zwischen den Standorten der beiden Messsysteme von ca. 25 Kilometern und den unterschiedlichen Methoden sind die auftretenden Abweichungen von bis zu 3 m/s, bzw. bis zu 30 Grad zu erwarten. Aus dem im linken Teil der Abb.1 gezeigten gleichzeitig gemessenen Profil der Vertikalwindkomponente geht hervor, daß dieses Meßbeispiel zu einem Zeitpunkt mit Niederschlag stattfand. Als Streuquellen dienen in diesem Fall die Regentropfen, deren Fallgeschwindigkeit in 1000m Höhe ein auffallendes Maximum von ca. 4 m/s annimmt.

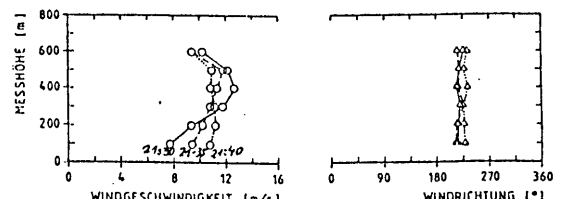
15 JAN 88 15:00



Die Ableitung des Windprofils aus der Messung der Schallgeschwindigkeit unter 4 verschiedenen Azimutwinkeln mit dem FM-CW RASS ist in Abb. 2 für drei Windprofile (5-Minuten Mittelwerte) gezeigt. In den unteren Höhen ist eine deutlich stärkere Varianz der Windgeschwindigkeit zu erkennen als in oberen Höhen. Die Windrichtungsvarianz ist in allen Höhen gering. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die beobachtete Varianz der Windgeschwindigkeit der Wirklichkeit entspricht und nicht durch statistisch unabhängige Störungen bei der Messung einer Windkomponente verursacht wird.

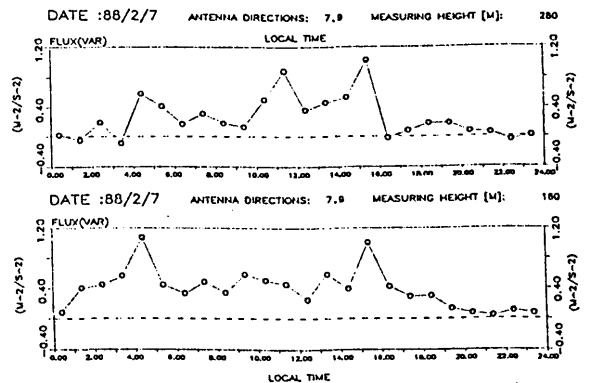
(Abb. 2)
 Windprofile, gemessen mit dem FM-CW RASS

Datum: 11.2.88 Standort: Meppen



In Abb. 3 ist eine Zeitreihe von 1-Stunden-Mittelwerten des Impulsflusses für die Messhöhen 160m und 280m dargestellt. Es handelte sich um einen Starkwindfall mit Windgeschwindigkeiten um 20 m/s, wobei die hauptsächlichste Windzunahme bereits im Bereich bis 100m erfolgte. Für diesen Höhenbereich konnten allerdings keine Messungen des Impulsstromes aufgrund ungünstiger Position der Schallsender durchgeführt werden. Die Werte des Impulsstromes liegen in einem plausiblen Bereich von 0-1 (m/s) und zeigen einen glaubwürdigen zeitlichen Verlauf.

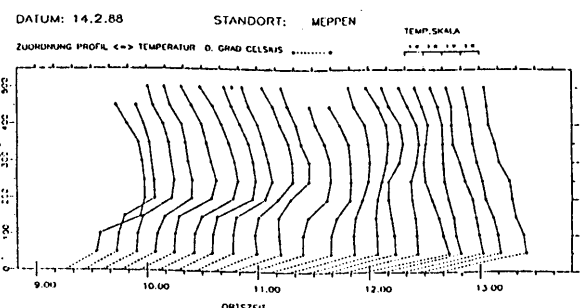
(Abb. 3)
 RASMUS-MEASUREMENTS LOCATION: WALDERSEE-BÜCKS



In Abb. 4 ist ein Beispiel für die Ableitung des Temperaturprofils aus der mittleren vertikalen Schallausbreitungsgeschwindigkeit gezeigt. Eine abgehobene Inversion verlagert sich mit zunehmender Einstrahlung und Bodenerwärmung unter Abschwächung nach oben und ist gegen Mittag vollständig abgebaut.

(Abb. 4)

TEMPERATURPROFIL, GEMESSEN MIT DEM FM-CW RASS



Literatur:

- Vincent, R.A. and Reid, I.M., 1983: HF-Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, 40, 1321-1333
- Kropfli, R.A., 1986: Single Doppler RADAR measurements of turbulence profiles in the convective boundary layer. *J. Atmos. Oceanic Techn.*, 3, 305-314
- Fukao et al., 1988: VHF Doppler RADAR determination of the momentum flux in the upper Troposphere and lower Stratosphere: Comparison between three- and four beam method. *J. Atmos. Oceanic Techn.*, 5, 57-69
- Kristensen, L. and Gaynor, J.E. and Neff, W.D., 1986: Can monostatic Doppler SODARS be used to determine momentum fluxes. *Berichte zur 1. Alfred-Wegener-Konferenz in Hamburg, Supplements*, 265-277
- Peters, G. and Hinzpeter, H. and Baumann, G., 1985: Measurements of Heat Flux in the atmospheric boundary layer by SODAR and RASS: A first attempt. *Radio Science*, 20, 1555-1564

DIE 8-12 μm STRAHLDICHTE DES MEERES
- EIN VERGLEICH VON MODELLRECHNUNG UND MESSUNG -

Fritz G. Wollenweber

Amt für Wehrgeophysik - 5580 Traben-Trarbach

1 EINLEITUNG

Um das Verhalten von passiven IR-Systemen erklären zu können, ist ein gutes Verständnis des thermischen Hintergrundes erforderlich. Im folgenden wird ein Modell vorgestellt, das die Strahldichteverteilung in der maritimen Grenzschicht beschreibt. Es basiert auf der Cox-Munk-Wellenstatistik und dem LOWTRAN 6 - Transmissionsmodell. In den vergangenen Jahren wurden ähnliche Modelle veröffentlicht, in denen jedoch wichtige physikalische Prozesse vernachlässigt wurden. Das hier vorgestellte Modell ist eine Verbesserung gegenüber früheren Versuchen, da es Aerosoleffekte, molekulare Absorption und Emission sowie Refraktions-effekte, die nahe des Horizontes von besonderer Bedeutung sind, berücksichtigt.

2 THEORIE

Ein IR-System, das zur Meeresoberfläche gerichtet ist, erhält Energie aus verschiedenen Quellen. Die Luftschicht zwischen Sensor und Meeresoberfläche emittiert und streut Strahlung in den Sensor. Die Meeresoberfläche reflektiert einen Teil der Strahldichte des Himmels und emittiert entsprechend dem Planckschen Strahlungsgesetzes mit der Wassertemperatur T_w . Das Reflexions- und Emissionsvermögen von Salzwasser wird mit den Fresnelschen Gleichungen unter Berücksichtigung eines frequenzabhängigen komplexen Brechungsindex berechnet. Die Abbildung 1 zeigt die geometrischen Verhältnisse der Reflexion an einer Welle, die in Windrichtung die Neigung α und senkrecht dazu die Neigung β aufweist. Die Krümmung des Strahlenganges wird durch die Brechung beim Durchgang durch die Atmosphäre

bewirkt. Da die Berechnung der Wellenneigung für einen bestimmten Zeitpunkt nicht möglich ist, ist es nötig, zu einer statistischen Betrachtung überzugehen. Dabei werden statt momentaner Werte der Strahldichte räumliche Mittelwerte betrachtet. Aus der statistischen Verteilung der Wellenneigungen erhält man eine Verteilung $P(\mu)$ der Zenithwinkel aus denen Himmelsstrahlung zum Sensor hin reflektiert wird.

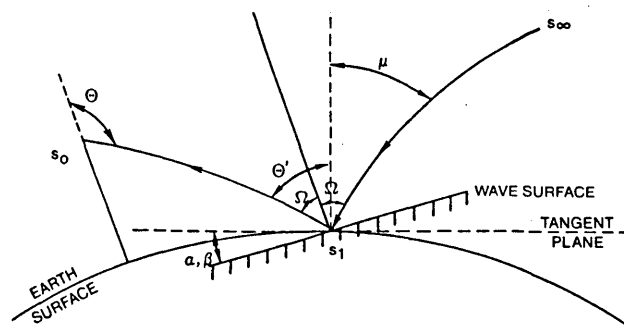


Abbildung 1: Die geometrischen Bedingungen der Reflexion an einer Welle

Die Transmissionen τ_s , τ_a und der Strahlengang s werden mit dem US-Standardmodell LOWTRAN 6 (Kneizys et al., 1983) bestimmt. Mit diesem Modell ist es möglich Aerosoleffekte und die Änderung des optischen Weges durch Refraktion zu berücksichtigen. Der tatsächliche Strahlengang wird von der Neigung der Welle S_x , S_y ($S_x = \tan \alpha$, $S_y = \tan \beta$), dem Zenithwinkel des Sensors Θ und den Brechungseffekten - d.h. den meteorologischen Parametern Lufttemperatur, -druck und relativer Feuchte als Funktion der Höhe - bestimmt. Als notwendige statistische Verteilung der Wellenneigungen wird das Cox-Munk Seegangmodell verwendet (Cox u. Munk, 1954). Mit der Planckschen Strahlungsfunktion $BB(k, T)$ und dem Reflexionskoeffizienten $R(\Theta, k)$ ergibt sich für die mittlere Strahldichte S :

$$\begin{aligned} \bar{S}(\theta, k) = & \int_{\tau_a(S_0)}^{\tau_a(S_1)} \tau_s(\tau_a) (1/\pi) BB(k, T_a(\tau_a)) d\tau_a \\ & + \tau(s_1) \int_{\mu=0}^{\mu=\text{horizon}} P(\mu) R(\Omega(\mu), k) \int_{\tau_a(S_1)}^{\tau_a(S_\infty)} \tau_s(\tau_a) (1/\pi) BB(k, T_a(\tau_a)) d\tau_a d\mu \\ & + \tau(s_1) \int_{\mu=0}^{\mu=\text{horizon}} P(\mu) (1 - R(\Omega(\mu), k)) 1/\pi BB(k, T_w) d\mu \end{aligned}$$

Es kommen Fälle vor, in denen Wellen sich gegenseitig abschatten. Für diese Konstellation von Sensorblickwinkel und Wellenneigung kommt die reflektierte Himmelsstrahlung mit einer Wahrscheinlichkeit P_0 von anderen Zenithwinkeln her und nicht aus dem Zenithwinkel, der sich aus den rein geometrischen Bedingungen ergibt. Eine ausführliche Darstellung findet man bei Wollenweber (1988).

3 EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG

Die IR (8-12 μm) Strahldichtemessungen dieser Untersuchung wurden mit einem kalibrierten Wärmebildgerät (AGA Thermovision Modell 780) durchgeführt. Zur Messung der Strahldichte des Himmels und des Ozeans wurde das System an der Pazifikküste bei San Diego aufgebaut. Der Sensor befand sich etwa 33 m über dem mittleren Meeresniveau. Die Messung der Temperatur-, Druck- und Feuchteverteilung der Atmosphäre erfolgte 8-20 Km vor der Küste. Es wurden zwei unterschiedliche Meßsysteme verwendet, einer als Dropsonde eingesetzten Radio-sonde VAISALA Modell RS 80 und einer mit meteorologischen Instrumenten ausgestatteten Piper Navajo. In der Abbildung 2 werden die mit den meteorologischen Daten des 8.9.1987, 3.11.1987 und 12.11.1987 berechneten Strahldichten den Meßergebnissen des AGA Systems gegenübergestellt. Als Aerosolmodell wird in allen Fällen das NAVY Maritime Aerosolmodell verwendet. Die Aerosolgrößenverteilung dieses Modelles hängt von der momentanen Windgeschwindigkeit V_c und dem 24-stündigen Mittelwert der Windgeschwindigkeit \bar{V} ab. Die Wassertemperatur wurde mit einem im Meßflugzeug installierten Strahlungsthermometer bestimmt.

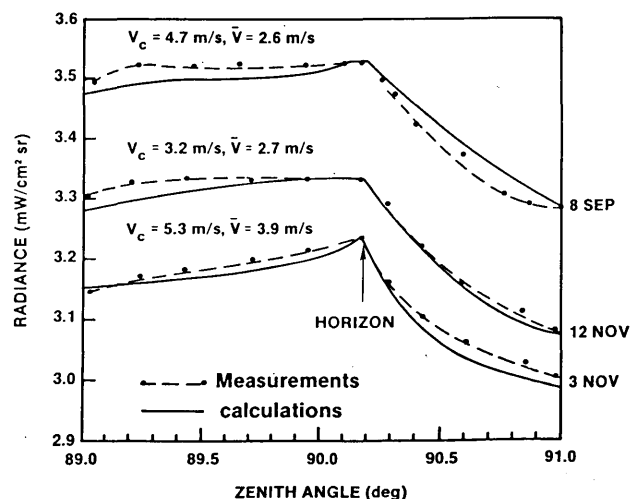


Abbildung 2: Ein Vergleich gemessener und berechneter Strahldichten

Die drei Beispiele zeigen, daß das entwickelte Modell sowohl qualitativ wie quantitativ richtige Ergebnisse liefert. Anwendungen eines solchen Modelles liegen in der Interpretation von IR-Daten die, wie in der Arbeit von Lohmann (1987) gezeigt wird, sonst nur durch umfangreiche Vergleichsmessungen quantitativ auszuwerten sind.

4 LITERATUR

COX, C.; MUNK, W.:

Measurement of roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter
Journal of the Optical Soc. of America 44 (1954), 838-850

KNEIZYS, F.X.; SHETTLE, E.P.; GALLERY, W.O.; CHETWYND, Jr., J.H.; ABREU, L.W.; SELBY, J.E.A.; CLOUGH, S.A.; FENN, R.W.:

Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN 6
1983, Hanscom AFB, MA, AFGL-TR-83-0187

LOHMANN, P.:

Thermal Mapping of Coastal Waters
Marine Geodesy, 11 (1987), 43-56

WOLLENWEBER, F.G.:

Infrared Sea-Radiance Modelling Using Lowtran6
1988, San Diego, CA, NOSC - TD 1355

FERNERKUNDUNG DER OPTISCHEN DICKE VON EISWOLKEN

K.-T. Kriebel

DLR, Institut für Physik der Atmosphäre

D-8031 Oberpfaffenhofen, FRG

Cirren haben einen bedeutenden Einfluß auf den Strahlungshaushalt des Systems Atmosphäre-Erde und damit auch auf das Klima. Hierzu ist u.a. die optische Dicke des Cirrus eine wichtige Größe, da die Eiswolken je nach Mächtigkeit und Höhenlage den durch atmosphärische Gase bedingten Glashauseffekt in unterschiedlichem Maße verstärken. Bei Kenntnis der optischen Dicke können dann unter Zuhilfenahme von Modellrechnungen oder Messungen weitere klimarelevante Parameter der Wolke wie Eiswassergehalt und Emissionsvermögen im terrestrischen Spektralbereich bestimmt werden. Diese werden in Klimamodellen und Modellen der mittelfristigen Wettervorhersage benötigt.

Das Lidar erweist sich als präzises Gerät zur Erfassung der Mächtigkeit und Lage turbulenter Zonen in Cirrus-Wolken. Die Ableitung der optischen Dicke aus den Rückstreusignalen kann auf unterschiedliche Weise erfolgen. Hierauf wird von Schmitz-Peiffer näher eingegangen (A. Schmitz-Peiffer, W. Renger, P. Mörl: Fernerkundung von Cirruswolken mit einem flugzeuggetragenen Lidarsystem. S. vorliegender Tagungsband). Aus der quantitativen Interpretation von emittierter oder reflektierter Strahldichte von Wolken können neben der Bestimmung des Bedeckungsgra-

des auch Rückschlüsse auf Feuchtefeld, Temperatur, optische Dicke und Flüssig- bzw. Eiswasserweg gezogen werden, je nach dem betrachteten Spektralbereich. Im Algorithmenpaket APOLLO (AVHRR Processing scheme Over cLOUDs, Land and Ocean) wird eine Parameterisierung verwendet, die den aus Satellitendaten bestimmten Reflexionsgrad der Wolke unterhalb von $0.7 \mu\text{m}$ Wellenlänge verknüpft mit optischer Dicke und Flüssig- bzw. Eiswasserweg. Voraussetzung ist eine sorgfältige Identifizierung total bewölkter Pixel.

Während des Internationalen Cirrus Experimentes „ICE'87“ wurde die optische Dicke im solaren Spektralbereich aus Messungen mit aktiven und passiven Verfahren bestimmt: Aus den Lidarrückstreusignalen bei 1060 nm wurde mittels eines analytischen Verfahrens nach Klett die optische Dicke entlang einer Flugstrecke berechnet. Die optische Dicke weist eine hohe horizontale und vertikale Variabilität auf und liegt im erwarteten Größenbereich. Die aus Satellitendaten bestimmte optische Dicke (APOLLO-Algorithmus) ist im Gegensatz zum Lidar ein Flächenmittelwert über etwa 1km^2 . Nach Mittelung längs der Flugstrecke zeigt sich beim Vergleich beider Methoden eine gute Übereinstimmung.

S. Happ; W.-H. Lin; M. Rieland und R. Stuhlmann

Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln
5000 Köln 41, Kerpener Str. 13

1 EINLEITUNG:

Die Sonne ist der Hauptenergielieferant für die Erde. Durch die ungleichmäßige Verteilung der Einstrahlung bzw. die Unterschiede in den Absorptions- und Reflexionseigenschaften von Land und Ozeanoberflächen und durch die Rotation der Erde, kommt die Zirkulation der Erde zustande. Um das System Erde-Atmosphäre besser zu verstehen, ist es von großer Bedeutung die räumliche und zeitliche Verteilung dieses Energieeintrages zu kennen.

Die Bestimmung der Sonneneinstrahlung erfolgt mit Hilfe von Bodenmeßgeräten, die über Land nur lückenhaft und über den Ozeanen so gut wie gar nicht vorhanden sind. Die einzigen Hilfsmittel, die eine lückenlose und weltweite Kartierung der solaren Einstrahlung ermöglichen, sind Satelliten. Bei der Bestimmung der globalen Einstrahlung mit Hilfe von Satelliten macht man sich zu Nutzen, daß die atmosphärische Transmission in einem inversen Zusammenhang zu dem Reflexionsvermögen der Atmosphäre steht. Für die Erstellung eines Globalstrahlungsatlanten ist ein Projekt namens 'SUNSAT' gestartet worden. Dieser Atlas soll Karten der Monatsmittel der Globalstrahlung von Januar 1985 bis Dezember 1986 über Europa und Afrika enthalten.

Verwendet wird der solare Kanal des Satelliten METEOSAT. Die räumliche Auflösung beträgt ungefähr 30 bis 50 km, die Daten stehen für jede dritte Stunde zur Verfügung. Dieses Format entspricht dem sogenannten B2-Format, das für das 'International Cloud Climatology Project' entwickelt wurde.

2 METHODE:

Die Methode wurde schon von vielen Autoren in ihren Grundzügen beschrieben, wie z.B. von Möser et al (1984), Raschke et al (1987) und Diekmann et al. (1986). Daher soll hier nur eine kurze Beschreibung erfolgen.

Der aufwärts gerichtete Strahlungsfluß kann mit Hilfe der planetaren Albedo und dem nach unten gerichteten Strahlungsfluß bestimmt werden.

$$M_s \uparrow = \rho M_s \downarrow \quad (1)$$

Die Albedo ist abhängig von der Bodenbeschaffenheit und von dem Bedeckungsgrad, daher kann Gleichung (1) in zwei Teile aufgeteilt werden.

$$M_s \uparrow = (1-C) \rho' M_s \downarrow' + C \rho'' M_s \downarrow'' \quad (2)$$

$\rho', \rho'' \rightarrow$ planetare Albedo für wolkenfreien bzw. bedeckten Himmel

$M_s \downarrow', M_s \downarrow'' \rightarrow$ nach unten gerichtete Strahlungsflüsse für wolkenfreien bzw. bedeckten Himmel

Gleichung (2) kann auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$M_s \uparrow = (1-C) M_s \uparrow' + C M_s \uparrow'' \quad (3)$$

bzw.

$$C = \frac{M_s \uparrow - M_s \uparrow'}{M_s \uparrow' - M_s \uparrow''} \quad (4)$$

Nimmt man Isotropie an, so kann der effektive Bedeckungsgrad 'C' aus den am Satelliten

gemessenen Strahldichten 'L' bestimmt werden.

$$C_{\text{eff}} = \frac{L - L_{\text{min}}}{L_{\text{max}} - L_{\text{min}}} \quad (0 \leq C_{\text{eff}} \leq 1) \quad (5)$$

Die minimale Strahldichte ' L_{min} ' entspricht der am Satelliten gemessenen Strahldichte bei wolkenlosem Himmel, während die Strahldichte ' L_{max} ' der Strahldichte entsprechen würde, die bei vollkommen bedecktem Himmel gemessen würde für Wolken mit einer optischen Tiefe größer 40. Karten der minimalen Strahldichte werden erstellt, indem man die niedrigsten Strahldichten für eine bestimmte Tageszeit über einen Monat hinweg abspeichert. Die maximale Strahldichte wird zunächst auf ähnliche Art und Weise bestimmt. Für die maximale Strahldichte, die in der Hauptsache vom Sonnenzenithwinkel abhängt, kann mit Hilfe dieser Karten eine Funktion in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe gefunden werden.

Um nun die Globalstrahlung zu bestimmen, wird dieser effektive Bedeckungsgrad, der eine Mischung aus dem tatsächlichen Bedeckungsgrad und der optischen Tiefe der Wolken ist, mit Hilfe von Strahlungstransportrechnungen in die atmosphärische Transmission ' τ_s ' umgerechnet. Außerdem berechnet man sich in Abhängigkeit von Sonnenzenithwinkel, Bodenalbedo und der atmosphärischen Trübung einen maximalen Wert der Globalstrahlung ohne Wolken mittels Strahlungstransportrechnung.

Das Produkt aus Transmission und maximaler Globalstrahlung ergibt dann die aktuelle Globalstrahlung:

$$G_i = \tau_c G_{0,i} \quad [\text{Wh/m}^2] \quad (6)$$

$$\tau_c = \tau_c(\mu_0, C_{\text{eff}}) \quad (7)$$

G_i -> aktuelle Globalstrahlung für die
Stunde i

τ_c -> Transmission der Wolken

$G_{0,i}$ -> maximale Globalstrahlung für eine
bestimmte Stunde i, wolkenfreier Fall

Da in dem verwendeten ISCCP-Format nur maximal 5 Datensätze im Verlaufe eines Tages ausgewertet werden können; muß eine Wichtung für die Bestimmung der Tagessummen eingeführt werden:

$$G^T = G_0^T \frac{\sum_{i=1,n} G_i}{\sum_{i=1,n} G_{0,i}} \quad (8)$$

G^T -> Aktuelle Tagessumme der Globalstrahlung

G_0^T -> Maximale Tagessumme für den wolkenfreien Fall

3 Ergebnisse:

Mittlerweile sind nun Daten von über zwei Jahr ausgewertet worden. Die Verifizierung der Ergebnisse mit Hilfe von Bodenmeßdaten ergibt einen mittleren quadratischen Fehler von etwa 10% für die Monatsmittel der Globalstrahlung. Der relative Fehler schwankt allerdings von Monat zu Monat, wobei die schlechteren Ergebnisse in den Wintermonaten erzielt werden. Diese Fehlerverteilung entsteht durch die überwiegende Anzahl von europäischen Stationen, deren Globalstrahlungswerte im Winter sehr niedrig liegen und daher auf Fehlerquellen sehr empfindlich reagieren. Der größte Anteil der Meßdaten, die uns über Afrika zur Verfügung stehen, sind von unseren europäischen Partnern, die innerhalb des EG-Projektes mit uns zusammenarbeiten, gesammelt und auf Fehler überprüft worden. Die Qualitätskontrolle der Meßdaten, die mit Hilfe der Sonnenscheindauer für einige Stationen durchgeführt werden konnte, wie auch teilweise die Besichtigung der Meßgeräte vor Ort, ergab, daß die Geräte zum Teil unzureichend gewartet werden. Ein Beispiel hierfür ist die Station Toliara auf Madagaskar. In Abb. 1 sind die mittleren Tagestransmissionen für wolkenfreien Himmel

der Jahre 1985 und 1986 aufgetragen (Kästchen: 1985, Sterne: 1986). Es ist ganz deutlich ein Sprung der Transmissionswerte im Jahre 1985 etwa am 210 Tag zu erkennen. Die Transmission erhöht sich plötzlich um etwa 0.2. Dieser Sprung kann nur durch eine an diesem Tage erfolgte neue Eichung des Meßgerätes erklärt werden. Daten dieser Art können für die Verifizierung nur unter Vorbehalt verwendet werden.

Ein Beispiel für eine weltweite Kartierung der Globalstrahlung, wie es im Prinzip mit Hilfe der geostationären und polar umlaufenden Satelliten möglich und auch notwendig wäre, ist in Abb. 2 dargestellt.

Die Monatsmittel der Globalstrahlung sind für den Monat Juli 1983 berechnet worden.

Für diese Auswertung sind ebenfalls ISCCP-B3 Daten der vier in diesem Zeitraum zu Verfügung stehenden Geostationären Satelliten verwendet worden. Eine Lücke entsteht lediglich über Indien, da der hier lokalisierte Satellit zu diesem Zeitpunkt außer Betrieb war.

Literaturverzeichnis:

Diekmann, F.J., E. Raschke, H. Woik, 1986: Operational mapping of global radiation from meteorological satellite data, Solar Energy, 37, S. 31 - 39

Diekmann, F.J., S. Happ, M. Rieland, W. Benesch Offenbach, G. Czeplak und F. Kasten, 1988: An operational estimate of global solar irradiance at ground level from METEOSAT data: results from 1985 to 1987, Meteorol. Rdsch., 41, s. 65-79

Kerschgens, M., U. Pilz, E. Raschke, 1978: A modified two-stream approximation for computations of the solar radiation budget in a cloudy atmosphere, Tellus, 30, S. 429-435

Möser, W. and E. Raschke 1984: incident solar radiation over Europe estimated from METEOSAT data, Climate Appl. Meteor., 23, S. 166-170

Raschke, E.; A. Gratzki and M. Rieland 1987: Estimates of global radiation at the ground from the reduced data sets of the International Satellites Cloud Climatology Project, J. of Clim., 7, 205-213

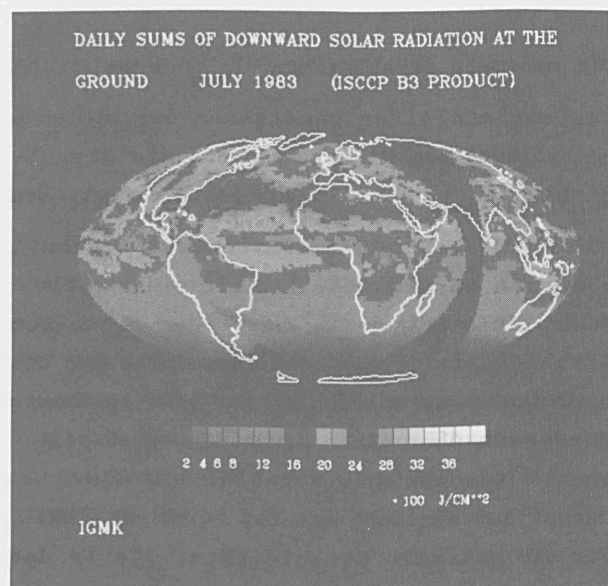


Abb. 1 Monatsmittel der Tagessummen der Globalstrahlung für Juli 1983 bestimmt aus ISCCP-B3-Daten von vier geostationären Satelliten (GOES-E, GOES-W, METEOSAT, GMS)

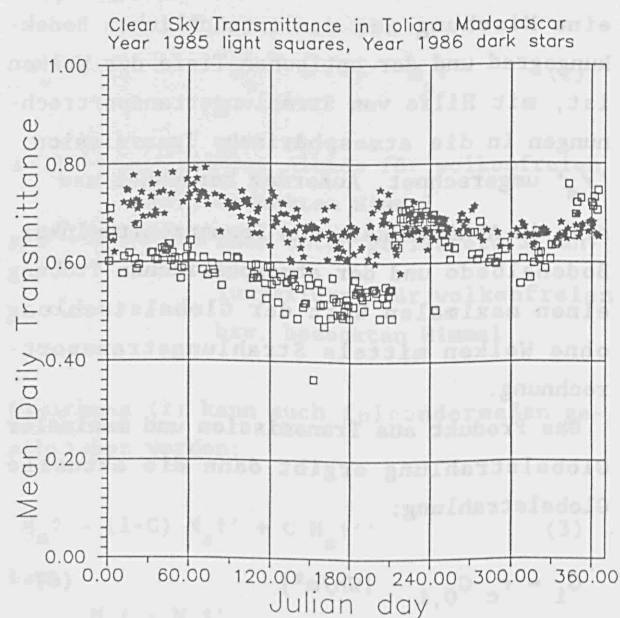


Abb. 2 Transmissionsvermögen für den wolkenfreien Fall für Toliara auf Madagaskar als Funktion des julianischen Datums. Die Quadrate entsprechen den Werten für das Jahr 1985, während die Sterne die Daten für das Jahr 1986 wiedergeben.

Peter Schlüssel

GKSS-Forschungszentrum Geesthacht, Max-Planck-Straße, 2054 Geesthacht

1. EINLEITUNG

Der langwellige Nettostrahlungsfluß F_{net} ist als Teil der Energiebilanz an der Meeresoberfläche mitbestimmend für die Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre. Der Wunsch, den meridionalen ozeanischen Wärmetransport genau zu bestimmen, drückt sich im Verlangen nach geeigneten flächendeckenden Messungen aus. Satellitendaten können hier helfen, falls es gelingt, genaue Parametrisierungen hierfür zu finden. Bisherige Versuche, F_{net} fernzuerkunden, beschränken sich auf Umwege über atmosphärische Profile, Oberflächentemperaturen und Bewölkungsgrade; die erreichten Genauigkeiten liegen bei 20 W/m^2 bei einer Standardschwankung des F_{net} von etwa 30 W/m^2 (DARNELL et al., 1983; FROUIN et al., 1988). Hier wird nun, ausgehend von der Strahlungstransportgleichung eine Parametrisierung von F_{net} zunächst für klare Atmosphären entwickelt, da bei fehlender Bewölkung die Variation von F_{net} am größten ist.

2. MODELLRECHNUNG

Zur Verfahrensentwicklung werden Strahlungstransportrechnungen angestellt, um für einen großen Satz global verteilter Testatmosphären und zugehörigen Oberflächensituationen sowohl F_{net} als auch Strahldichten in den Infrarotkanälen der Radiometer AVHRR und HIRS der NOAA-Satelliten zu berechnen.

Während der "Meteor"-Expedition "Nordostatlantik '84" wurden in situ Strahlungsmessungen zusammen mit atmosphärischen Temperatur- und Feuchtesondierungen durchgeführt. Zur Bestätigung der Strahlungsmessungen und der Güte der Modellrechnungen werden für die Radiosondenmessungen Gegenstrahlungs-Flüsse berechnet und mit den Pyrgeometermessungen verglichen. Die

Übereinstimmung in wolkenfreien Fällen liegt unterhalb von 15 W/m^2 (Bild 1).

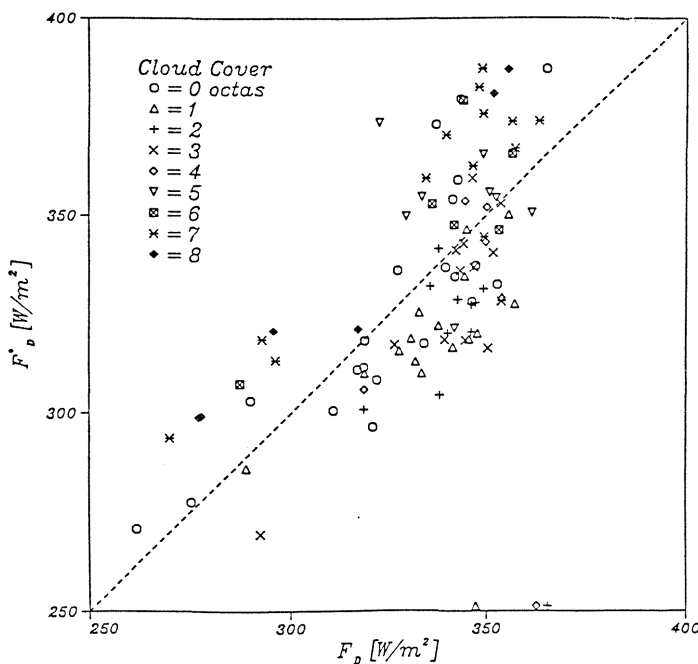


Bild 1: Gegenstrahlung gemessen (F_D^*) und für klare Verhältnisse simuliert (F_D).

3. PARAMETRISIERUNGEN

Aus der Strahlungsübertragungsgleichung für ein nicht streuendes Oberflächen-Atmosphäre-System wird eine Näherung für F_{net} hergeleitet, die als Eingabe operationell meßbare Größen verlangt:

$$F_{\text{net}} = c_0 + c_1 \sigma T_A^4 + c_2 w \sigma T_A^4 + c_3 \sigma T_0^4$$

mit c_0, c_1, c_2, c_3 = Konstanten, T_A = Mitteltemperatur zwischen 900 und 1000 hPa, T_0 = Oberflächentemperatur, w = Gesamt-Wasserdampfgehalt, σ = Stefan-Boltzmann-Konstante. Die Koeffizienten c sind entsprechend den Meßfehlern in den Eingangsgrößen zu optimieren. Für $\Delta T_A = 0.5 \text{ K}$, $\Delta T_0 = 0.5 \text{ K}$, $\Delta w = 0.2 \text{ g/cm}^2$ erhält man $c_0 = 254.79 \text{ W/m}^2$, $c_1 = 0.872$, $c_2 = 0.0214 \text{ cm}^2/\text{g}$, $c_3 = -0.121$. F_{net} ist so auf 8.7 W/m^2 genau

bestimmt. Berücksichtigt man aber fernerkundete Atmosphärentemperaturen, die in der Regel nur auf etwa 1.5 bis 2 K genau sind, erhöht sich F_{net} auf etwa 15 bis 18 W/m^2 . Die Genauigkeit kann jedoch angehoben werden, wenn F_{net} direkt über einen nichtlinearen Ansatz aus Messungen der AVHRR-Kanäle bei 10.8 und 11.8 μm sowie der HIRS-Kanäle bei 7.3, 8.3, 11.1 und 13.4 μm abgeleitet wird. Je nach Blickwinkel des Radiometers liegen dann die Genauigkeiten zwischen 12 und 13 W/m^2 . Bild 2 zeigt die Verteilung von Fehlern bei Nettoflüssen aus einem Satz von 274 Testatmosphären.

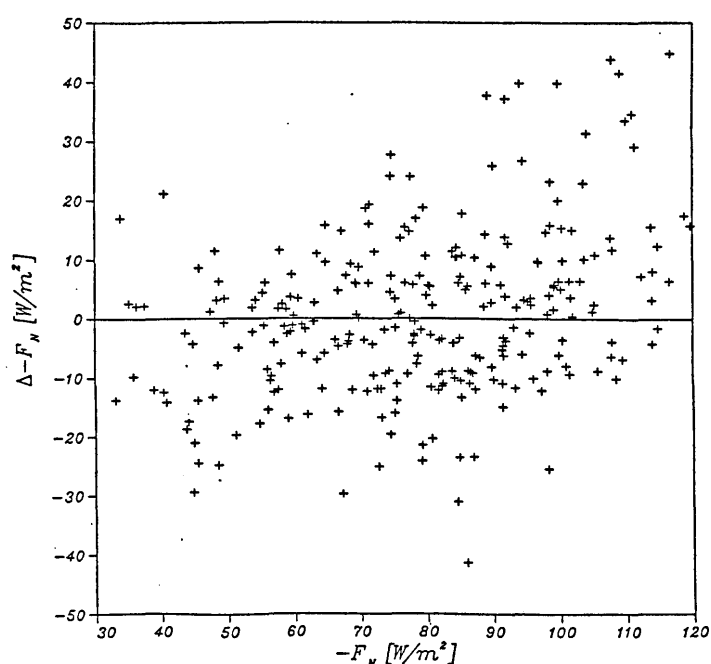


Bild 2: Verteilung von Fehlern bei der Ableitung des langwelligen Nettoflusses aus Satellitendaten.

Die Anwendung dieses Verfahrens auf Satellitendaten und anschließendem Vergleich mit in situ Messungen während der "Meteor"-Expedition "Nordostatlantik '84" zeigt Abweichungen zwischen 5 und 25 W/m^2 .

4. SCHLUSSBEMERKUNG

Die langwellige Strahlungsbilanz an der Meeresoberfläche läßt sich für klare Atmosphären auf etwa 13 W/m^2 genau aus Infrarotmessungen vom Satelliten fernerkunden. Das Verfahren muß nun auf teilbewölkte Verhältnisse erwei-

tert werden, da Wolken je nach Höhe ihrer Unterkante 5 bis 9 W/m^2 pro Achtel Bewölkungsgrad zur Gegenstrahlung hinzufügen.

5. LITERATURHINWEISE

DARNELL, W. L.; GUPTA, S. K.; STAYLOR, W. F.: Downward longwave radiation at the surface from satellite measurements. Journal of Climate and Applied Meteorology, Vol. 22, 1983, 1956 - 1960.

FROUIN, R.; GAUTIER, C.; MORCRETTE, J.-J.: Downward longwave irradiance at the ocean surface from satellite data: Methodology and in situ validation. Journal of Geophysical Research, Vol. 93, 1988, No. C1, 597 - 619.

Andreas Manschke

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

1 EINFÜHRUNG

Die Ableitung der Strahlungsbilanz an der Ozeanoberfläche aus Satellitenmessungen ist für die globale Klimaerfassung von großer Bedeutung. Während für wolkenlose Atmosphären schon mehrfach verschiedene Verfahren untersucht wurden (PINKER, CORIO 1984; DARNELL et al 1983), bereitet Bewölkung ernsthafte Probleme. Die für den aufwärts gerichteten langwelligen Strahlungsfluß maßgebliche Temperatur der Wasseroberfläche kann bereits auch bei teilweise bewölkten Situationen mit guter Genauigkeit ermittelt werden. Demgegenüber ist eine brauchbare Schätzung des abwärts gerichteten langwelligen Strahlungsflusses in bewölkten Situationen stark von der Kenntnis der Temperatur der Wolkenbasis abhängig. Unser Ziel ist die Ableitung der Wolkenbasistemperatur T_b aus den digitalen Daten des AVHRR an Bord des polar umlaufenden Satelliten NOAA-9. Dabei konzentrieren wir uns zunächst auf Kaltluftausbrüche in mittleren und hohen Breiten, weil

- diese wegen der starken Wechselwirkung Ozean - Atmosphäre klimarelevant sind, und
- in der konvektiven und damit gut durchmischten Grenzschicht Cumuli in allen Entwicklungsstufen zu beobachten sind, bei denen aber die Wolkenbasishöhe und deren Temperatur nur wenig variieren.

Der Algorithmus zur Bestimmung von T_b soll in 3 Stufen entstehen:

- 1) Ein Strahlungsübertragungsmodell simuliert Strahldichten am Außenrand der Atmosphäre für einen Satz unterschiedlicher Atmosphärenprofile und Wolkenparameter in den Spektralbereichen der AVHRR-Kanäle.
- 2) Es wird untersucht, welche Beziehungen zwischen der vorgegebenen Basistemperatur T_b und den Strahldichten bestehen.
- 3) Diese Beziehungen werden an Meßdaten getestet und, wenn möglich, auch verifiziert.

2 DAS MODELL

Das eindimensionale Strahlungsübertragungsmodell basiert auf der Matrix-Operator-Theorie von PLASS et. al. (1973). Der Zenitwinkel wird in 5 Intervalle unterteilt. Die azimuthal gemittelten Strahldichten werden für die 3 infraroten Spektralkanäle 3 ($\sim 3.7\mu\text{m}$), 4 ($\sim 11\mu\text{m}$), und 5 ($\sim 12\mu\text{m}$) des AVHRR/2 berechnet. Dabei werden Absorption, Emission und Streuung durch Gase, Wolkentröpfchen und andere

Aerosole berücksichtigt. Die Modellatmosphäre wird in 20 homogene Schichten unterteilt, an denen das Temperatur-, Feuchte-, Aerosol- und Ozonprofil vorgegeben werden. Die Spurengase CO_2 , N_2O , CO und CH_4 sind mit konstanter Konzentration eingeschlossen. Wolken werden über die single scattering albedo ω_0 , die optische Dicke τ und die HENYEY - GREENSTEIN Näherung (1941) der Phasenfunktion parameterisiert. Die Wolkenparameter erhält man für verschiedene Tropfengrößenverteilungen mit Hilfe der Mie-Theorie.

3 ERGEBNISSE

Für eine Reihe unterschiedlich bewölkter Atmosphären werden die simulierten Strahldichten in Helligkeitstemperaturen umgerechnet. In Abb. 1 ist die Helligkeitstemperatur des AVHRR Kanals 4 gegen die Differenz der Kanäle 3 und 4 ($T_3 - T_4$) für 3 verschiedenen dichte Wolkentypen aufgetragen, die unterschiedliche, aber vertikal konstante Flüssigwasserdichten, d.h. homogene optische Dicken pro 100 m haben. Für eine erste Rechenserie wurde die Wolkenbasis in einer Höhe mit $T=257\text{ K}$ und für die zweite Serie bei 250 K festgelegt. Die Höhe der Wolkenspitze nimmt entlang der Kurven von oben nach unten zu, was wegen der niedrigeren Temperaturen und höheren optischen Dicke der Wolken zu abnehmenden T_4 -Werten führt. Abb. 1 zeigt, daß die maximalen Werte von $T_3 - T_4$ zugehörige T_4 -Werte haben, die einige Grad höher als die beiden entsprechenden T_b sind. So kann dieses Diagramm für eine erste Schätzung von T_b benutzt werden. Im oberen Teil von Abb. 1, bei $T_4 \geq 264\text{ K}$, liegen die Kurven sehr eng beieinander, d.h. der Einfluß der Mikrostruktur der Wolken auf die Helligkeitstemperaturen ist hier gering. Es scheint deshalb sinnvoll, für diese Wolken aus den Modellergebnissen die Koeffizienten der Gleichung

$$T_b = a_0 + a_1 * T_3 + a_2 * T_4 + a_3 * (T_3 - T_4) \quad (1)$$

mittels linearer Regression zu bestimmen. Abb. 1 zeigt aber auch, daß der Einfluß der Wolkenmikrostruktur nur dann klein ist, wenn die gesamte optische Dicke der Wolke klein, d.h. hier $\tau \leq 2$ ist. Solche Wolken sind in der Natur nur selten ausreichend homogen und dabei gleichzeitig groß genug, um ein ganzes AVHRR-Pixel ($\sim 1\text{ km}^2$) auszufüllen. Deswegen werden ähnliche Regressionsansätze wie Gleichung (1) auch für verschiedene, dickere Wolkenklas-

sen im Bereich $2 \leq \tau \leq 20$ erstellt. Dabei ist zu beachten, daß das Modell Strahldichten simuliert wie sie bei vollbewölkten Regionen vom Satellitenradiometer gemessen würden. Verschiedene Wolkenerkennungsverfahren müssen deswegen beim Auswerten von realen Satellitendaten dafür sorgen, daß keine Daten teilbewölkter Pixel ausgewertet werden.

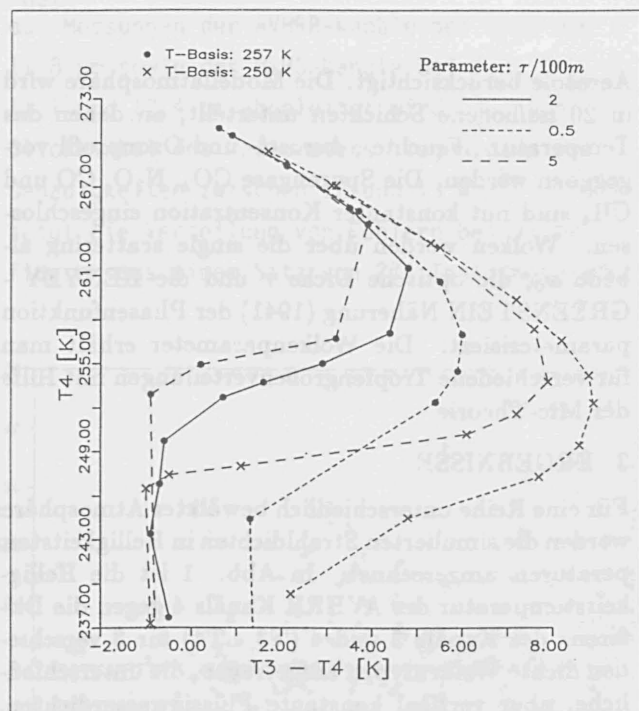


Abb. 1: Helligkeitstemperaturen der AVHRR-Kanäle 3 und 4 berechnet für Wolken mit fester Basis und variierter Oberkantenhöhe. Die Kurvenparameter sind die optische Dicke pro 100 m und die Wolkenbasistemperatur T_b .

Die unterschiedlichen Regressionsgleichungen werden auf die Daten einer NOAA-9 AVHRR Szene der Nordsee angewendet. An dem in Abb. 2 gezeigten Tag führte ein Ausbruch kontinentaler Kaltluft ($T_L \approx -10^\circ\text{C}$) über die "warme" Nordsee ($\text{SST} \approx +6^\circ\text{C}$) zur Ausbildung konvektiver Grenzschichtbewölkung. Die Anwendung der verschiedenen Regressionsgleichungen (1) zur Bestimmung von T_b und regionale Mittelung führt zu den in Abb. 2 groß eingblendeten Werten. Die kleiner dargestellten Werte sind Temperaturen des Cumulus-kondensationsniveaus, die mit Hilfe einfacher Faustformeln aus Bodenmessungen abgeleitet wurden. Der Vergleich zeigt für diese erste Fallstudie zufriedenstellende Ergebnisse. Die Werte der hier benutzten Koeffizienten a_i in Gleichung (1) sind in der derzeitigen Form aber noch nicht für Kaltluftausbrüche allgemeingültig, da eine statistisch ausreichende Variation der entscheidenden Parameter (SST, Temperatur- und Feuchteprofil, Wolkentropfenverteilungen) noch modelliert werden muß und werden deswegen nicht angegeben.

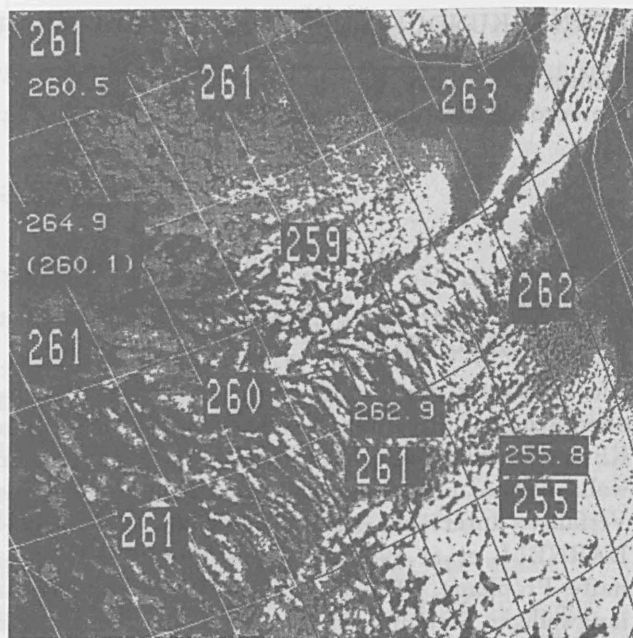


Abb. 2: Für einen Teil der Nordsee von 2 Systemen abgeleitete Temperaturen der Wolkenbasis T_b in Kelvin: Die größer eingblendeten Werte sind aus Satellitendaten mittels Gleichung (1) berechnet, während die Anwendung einfacher Faustformeln auf Bodendaten die kleiner dargestellten Werte ergibt.

4 LITERATUR

- DARNELL, W.L.; GUPTA, S.K.; STAYLOR, W.F. 1983: Downward Longwave Radiation at the Surface from Satellite Measurements; Journ. Climate Appl. Met. 22, 1956 - 1960
- HENYEEY, L.G.; GREENSTEIN J.L. 1941: Diffuse Radiation in the Galaxy; Astrophys. Journal 93, 70 - 83
- PINKER, R.T.; CORIO, L.A. 1984: Surface Radiation Budget from Satellite; Mon. Wea. Rev. 112, 209 - 215
- PLASS, G.N.; KATTAWAR, G.W.; CATCHINGS, F.E. 1973: Matrix-Operator-Theory of Radiative Transfer, 1: Rayleigh Scattering; Applied Optics 12, 314-329

BESTIMMUNG DER TEMPERATUR VON OBERFLÄCHEN AUS SATELLITENMESSUNGEN

Helmut Reutter, Andreas Pfister, Folke-Sören Olesen

Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK)
Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK) / Universität Karlsruhe
Postfach 3640; 7500 Karlsruhe 1

Im großen atmosphärischen Fenster kann vom Satelliten aus die Strahlungstemperatur der Oberfläche bestimmt werden. Für Wasseroberflächen gibt es seit vielen Jahren das Split-Window-Verfahren, das aus zwei spektral benachbarten Messungen den Einfluß der Atmosphäre auf die von der Oberfläche emittierte Strahlung eliminiert (McClain 1983). Für Landoberflächen ist eine solche Atmosphärenkorrektur wegen des variablen Emissionsvermögens von Landoberflächen nicht möglich. Deshalb werden für eine Atmosphärenkorrektur Daten über den Zustand der Atmosphäre benötigt.

Für das Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) der NOAA-Satelliten wurde ein neues Verfahren entwickelt, das für Land- und Wasseroberflächen die Strahlungstemperatur der Oberfläche berechnet. Ausgangspunkt dafür sind die kalibrierten und entwölkten Daten des AVHRR (Lauritzen 1979).

Die Atmosphärenkorrektur dieser Daten wird mit einem Strahlungsübertragungsmodell (SÜM) berechnet (Plass 1973). Es berücksichtigt die Wasserdampfkontinuums- und -Linienabsorption, sowie die Gasabsorption der Spurengase von CO_2 , O_3 , N_2O , CO und CH_4 . Auch die Extinktion von Aerosol wird explizit berechnet (Standardaerosolprofil). Die im Modell verwendete Transmission ist parametrisiert in Druck- und Temperaturkombinationen der Standardatmosphäre und hat eine spektrale Auflösung von 10 cm^{-1} . Ein Vergleich mit dem Linie-für-Linie SÜM FASCODE ergab eine nahezu konstante Abweichung von $0,5\text{ K}$ für den Bereich $10,4\text{ }\mu\text{m} - 11,1\text{ }\mu\text{m}$ (Kanal 4 des AVHRR) und ist auf eine Parametrisierung der Transmission aus älteren Liniendaten zurückzuführen.

Um ein System zu erhalten, das sich nur auf Daten eines Satelliten stützt, sollen in der Zukunft auch die Daten des Tiros Operational Vertical Sounder (TOVS), der auf dem gleichen Satelliten fliegt, mitbenutzt werden. Mit diesem Vertikalsondierer lassen sich die derzeit

benutzten Radiosondenprofile eventuell ersetzen. Der TOVS zeigt gegenüber den Radiosonden eine wesentlich höhere horizontale Dichte der Messung. Dabei muß aber eine verschlechterte vertikale Auflösung in Kauf genommen werden. Der Vorteil dieser Temperaturprofile liegt in der horizontalen und vertikalen Mittelung der Messung. Das aus TOVS-Daten bestimmte 3-dimensionale Temperaturfeld ist also radiometrisch so gemittelt, daß flächendeckende Werte vorliegen, während Radiosonden Punktmessungen sind. Die Genauigkeit des vom Satelliten bestimmten Feldes dürfte für die Berechnung der Atmosphärenkorrektur genügen. Darüber hinaus besteht der Vorteil der zeitlichen Übereinstimmung der beiden Messungen von AVHRR und TOVS.

In der ersten Phase wurden jedoch die Temperatur- und Feuchteprofile der europäischen aerologischen Stationen verwendet. Mit dem SÜM wurden für jede Station diejenigen Temperaturen berechnet, die das AVHRR messen müßte, wenn verschiedene Oberflächentemperaturen vorgegeben werden, aber Temperatur- und Feuchteprofil festgehalten werden. Um den möglichen Temperaturbereich vollständig abzudecken und auch stark überhitzte Erdböden zu erfassen, wurde die Bodentemperatur in 10 K Schritten von 0°C bis 40°C variiert. Ergebnis ist ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Bodentemperatur und der Temperatur am Satelliten. Der lineare Zusammenhang ist in dieser Fallstudie für alle Radiosondenstationen gültig, auch bei leichten Inversionen und weist einen mittleren quadratischen Fehler von $0,1\text{ K} - 0,2\text{ K}$ auf (Reutter 1988).

Für die Umgebung der Radiosondenstation ist man somit bereits in der Lage, die Strahlungstemperatur der Erdoberfläche zu berechnen. Da Radiosondenstationen berücksichtigt wurden, die außerhalb des betrachteten Gebietes liegen, ist es möglich, zwischen diesen mit einem Polynom höherer Ordnung zu interpolieren, ohne daß es

zu unerwünschten Schwingungen im Untersuchungsgebiet kommt.

Die Interpolation wurde getrennt für Achsenabschnitt und Steigung der Regressionsgeraden mit einem 2-dimensionalen Polynom 5. Grades durchgeführt. Danach ist man in der Lage, für jeden Bildpunkt aus der am Satelliten gemessenen Temperatur die atmosphärenkorrigierte Strahlungstemperatur jeder Oberfläche zu berechnen.

Nicht berücksichtigt wurde bisher die Abhängigkeit der Atmosphärenkorrektur mit der Höhe. Dadurch werden die Temperaturen derjenigen Gebiete, die höher liegen als die umgebenden Radiosondenstationen, überschätzt und im umgekehrten Fall unterschätzt.

Die Genauigkeit dieses Verfahrens wurde überprüft, indem die Strahlungstemperaturen der Wasseroberfläche mit den Temperaturen verglichen wurden, die man mit gängigen Split-Window-Verfahren für Strahlungstemperaturen erhält (Graßl 1987). Für die untersuchte Passage (15. September 1982) wurde eine mittlere quadratische Differenz von $0,55\text{ K}$ berechnet. Eine Abschätzung des maximalen Fehlers des Algorithmus ergab $1,5\text{ K}$. Da dieses Verfahren unabhängig vom Untergrund arbeitet, gilt diese Abschätzung auch für Landoberflächen, deren Elevation sich nicht signifikant von der der nächstliegenden Radiosondenstation unterscheidet.

Literatur:

Graßl, H.: Extraction of surface temperature from satellite data. Course on application of remote sensing to agrometeorology. ISPRA, 6-10 April 1987.

Lauritzen, L.; Nelson, G. R.; Porto, F. W.: Data extraction and calibration of TIROS-N/NOAA radiometers NOAA technical memorandum NESS 107, 1979.

McClain, E. P. et al.: Multi-channel improvements to satellite-derived global sea surface temperatures. Advance in Space Research, Vol.2 (1983), No.6, S.43-47.

Plass, G. N.; Kattawar, G. W.; Catchings, F. E.: Matrix operator theory of radiation transfer. I: Rayleigh scattering. Applied Optics 12 (1973), S.314-329.

Reutter, H.: Bestimmung der Temperatur von Oberflächen aus Satellitenmessungen. Diplomarbeit Universität Karlsruhe (TU), 1988.

DIE ABLEITUNG DER BODENALBEDO AUS METEOSAT-DATEN

Gudrun Nacke
Institut für Meereskunde
an der Universität Kiel
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1

1 EINLEITUNG

Die Bodenalbado spielt für den Strahlungshaushalt an der Erdoberfläche eine große Rolle und kann daher die allgemeine atmosphärische Zirkulation beeinflussen. Großräumige Felder können nur aus Satellitendaten abgeleitet werden. Zur Zeit stehen Kanäle im solaren Spektralbereich der polarumlaufenden und geostationären Satelliten zur Verfügung. Die geostationären Satelliten wie METEOSAT haben den Vorteil einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung. Die meisten in der Literatur beschriebenen Verfahren sind örtlich und zeitlich nur begrenzt angewendet worden. Ein Verfahren, das für große geographische Gebiete Gültigkeit besitzen soll, muß sehr unterschiedliche atmosphärische Bedingungen und Bodenoberflächen erfassen. Im Hinblick darauf wird untersucht, mit welcher Genauigkeit die Bodenalbado aus METEOSAT-Daten abgeleitet werden kann, insbesondere dann, wenn über Atmosphäre und Untergrund keine Zusatzinformationen vorliegen.

2 ABLEITUNG DER BODENALBEDO

Die Bodenalbado im solaren Spektralbereich ist definiert als das Verhältnis von reflektierter zur einfallenden Strahlungsflußdichte. Die meisten Radiometer liefern dagegen Strahldichten in begrenzten Spektralbereichen, die von der gesamten Winkelgeometrie abhängen. Um auf die Bodenalbado zu schließen, sind vier Korrekturen notwendig:

- a) Wolkenelimination
- b) Anisotropiekorrektur
- c) Atmosphärenkorrektur
- d) spektrale Korrektur

zu a)

Die Wolkenelimination erfolgte über Kombination eines Klassifikationsalgorithmus, der Daten des solaren und infraroten Kanals von METEOSAT verwendet. Die Klassifikation ermöglicht die bestmögliche Schätzung der Oberflächeneigenschaften, wobei insbesondere das Radiometertrauschen reduziert wird.

zu b) und c)

Zur Atmosphären- und Anisotropiekorrektur wurden Strahlungstransportsimulationen für eine Vielzahl von atmo-

sphärischen Bedingungen und Bodeneigenschaften durchgeführt, da ein derartig umfangreicher Datensatz, der gleichzeitige Messungen der Satellitenstrahldichte, der Bodenalbado und der Atmosphärenparameter enthält, nicht existiert. Das hier verwendete Modell ist eine Version der Matrix-Operator-Methode von Fischer (1983).

Für den Untergrund wurden Datensätze der spektralen Albado nach Bowker et al. (1985) und zur Simulation der anisotropen Reflexion Daten von Kriebel (1977) und Eaton und Dirmhirn (1979) übernommen. Für die Troposphäre wurde ein kontinentales Aerosol (WCRP 1983) und ein Wüstenaerosol nach d'Almeida (1987) verwendet. Die maximale Gesamtoptische Dicke der Atmosphäre bei 0.55 µm beträgt damit 0.43. Für die Stratosphäre wurde das Aerosol der Standardatmosphäre (WCRP 1983) berücksichtigt. Der Gesamtwasserdampfgehalt wurde zwischen 0.5 und 6.0 g/cm² variiert, der Ozongehalt zwischen 0.28 und 0.32 NTP. Die Analyse der Simulationen wurde mit Hilfe einer multiplen linearen Regression vorgenommen. Sie ergab eine lineare Beziehung zwischen Strahldichte L_M , "gefilterter" Bodenalbado $P_{B,M}$, optischer Dicke bei 0.55 µm $\delta_{0.55}$, Gesamtwasserdampfgehalt U_{H_2O} und Anisotropiefaktor am Boden g_B (Verhältnis von anisotroper Strahldichte zur isotropen) mit der Bodenalbado als abhängige Größe:

$$(1) \quad P_{B,M} = a + bL_M + cU_{H_2O} + d\delta_{0.55} + eg_B$$

Da Atmosphäre und Untergrund einen von der Winkelgeometrie abhängigen Einfluß auf die Satellitenstrahldichte ausüben, wurden die Regressionen getrennt für einzelne Winkelkombinationen durchgeführt.

Wenn keine Zusatzinformationen vorliegen, kann für viele Winkelkombinationen die gefilterte Bodenalbado mit hinreichender Genauigkeit aus der Satellitenstrahldichte allein abgeleitet werden:

$$(2) \quad P_{B,M} = a + bL_M$$

Diese Gleichung gilt dann für mittlere atmosphärische Verhältnisse und ein mittleres Anisotropieverhalten.

zu d)

Für die spektrale Korrektur ergab die Regression ebenfalls eine lineare Be-

ziehung zwischen gefilterter und ungefilterter Bodenalbado:

$$(3) \quad p_B = a + b \cdot p_{B,M}$$

Die Atmosphäre spielt dabei nur eine geringfügige Rolle. Hauptsächlich wird diese Beziehung durch den spektralen Verlauf der Bodenalbado bestimmt.

3 DIE GEFILTERTE BODENALBEDO VON AFRIKA FÜR DEN JUNI 1983 11:30 UT

In Abb. 1 ist die gefilterte Bodenalbado für eine mittlere Winkelgeometrie im Juni 1983 11:30 UT dargestellt. Für die Umrechnung von Grauwerten in Strahldichten wurde die Eichung von Köpke (1983) verwendet. Die Werte reichen von 13% - 14% über dem tropischen Regenwald, etwas über 20% der Gebirge bis über 40% der hellen Sandflächen. Werte im Bereich der ITCZ resultieren wahrscheinlich aus nicht aufgelöster Bewölkung, da nur 13 Termine für die Erstellung des Minimumbildes verwendet wurden.

Der zugehörige Standardfehler der Schätzung beträgt für den afrikanischen Kontinent nach Gleichung (2) 0.013 - 0.028. Der Fehler der Strahldichte wurde mit 0.16 W/m²sr angesetzt.

In Abb. 2 ist als Beispiel die solare Bodenalbado gegen die gefilterte Bodenalbado für den Sonnenzenitwinkel von 35° aufgetragen. Vegetation und unbewachsener Boden wurden hier zusammengefaßt. Mit den aus Gleichung (2) resultierenden Standardfehlern ergibt sich für die solare Bodenalbado nach Gleichung (3) ein Wert von 0.368 ± 0.02 bei 5° W, 19° N, 0.268 ± 0.024 bei 28° S, 21° O und 0.129 ± 0.018 bei 22° S, 21° O.

LITERATUR

BOWKER, D.E., DAVIS R.E., MYRICK, D.L., STACY, K. and W.T. JONES 1985 Spectral Reflectances of Natural Targets for Use in Remote Sensing Studies. NASA Reference Publication 1139.

D'ALMEIDA, G. 1987 On the variability of desert aerosol radiative characteristics. J.Geoph.Res., 92, 3017-3026.

EATON, F.D. and I. DIRMHORN 1979 Reflected Indicatives of Natural Surfaces and their Effect on Albedo. Appl. Opt., 18, 994-1008.

FISCHER, J. 1983 Fernerkundung von Schwebstoffen im Ozean. Dissertation im Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg.

KÖPKE, P. 1983 Calibration of the VIS-Channel of METEOSAT-2. Adv. Space Res., 93 - 96.

KRIEBEL, K. T. 1977 Reflection Properties of Vegetated Surfaces: Tables of Measured Spectral Biconical Reflectance Factors. Münchener Universitätsschriften, München, Meteorologisches Institut, Wissensch. Mitt. 29.

WCRP 1983: Report of the Experts Meeting on Aerosols and their Climatic Effects, Williamsburg, Virginia, 28 - 30 March 1983, WCP 55.

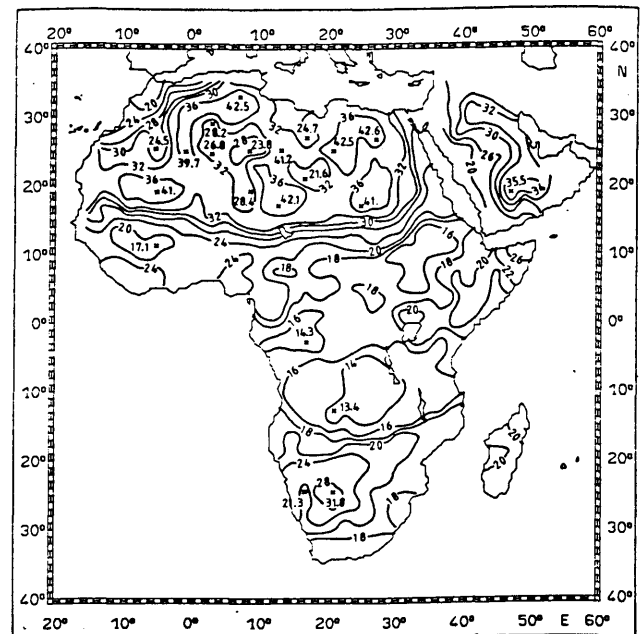


Abb. 1 Gefilterte Bodenalbado in % für den Juni 1983 11:30 UT für eine mittlere Winkelgeometrie berechnet nach Gleichung (2)

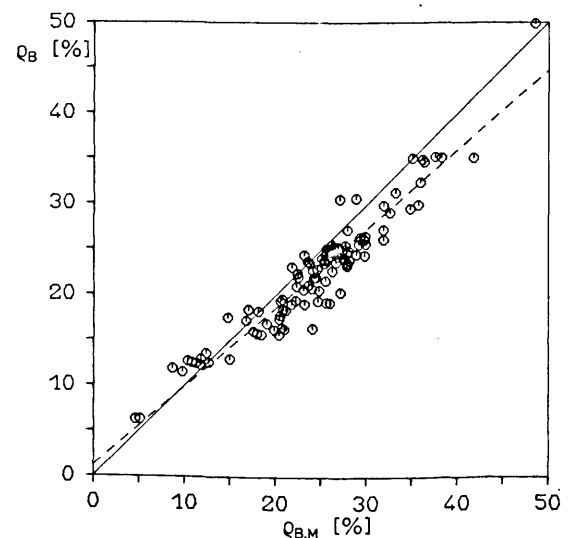


Abb. 2 Solare Bodenalbado aufgetragen gegen gefilterte Bodenalbado für einen Sonnenzenitwinkel von 35°. Korrelationskoeffizient: 0.96, Standardfehler der Schätzung: 0.021, Standardfehler der gefilterten Bodenalbado: 0.018.

MODELLIERTE REFLEXIONSFUNKTIONEN VON LANDOBERFLÄCHEN UND IHRE NUTZUNG BEI DER BESTIMMUNG DER ALBEDO AUS METEOSAT-MINIMUMCOUNTS.

Ralf Meerkoetter und Peter Koepke

Meteorologisches Institut der Universität München, Theresienstr. 37, 8000 München 2

1 ZUSAMMENFASSUNG

Anhand eines Beispiels mitteleuropäischer Kulturlandschaft wird gezeigt, wie die für die Fernerkundung der Bodenalbido wichtige Vorabinformation über die winkelabhängige und spektrale Reflexionscharakteristik heterogen zusammengesetzter Oberflächen gewonnen werden kann. Die Ergebnisse werden bei der Bestimmung der Bodenalbido aus den Minimumcounts des Meteosat VIS Kanals angewendet.

2 VERFAHREN ZUR BESTIMMUNG DER BODENALBEDO

Um die Bodenalbido Q_s aus den Meteosat Counts zu bestimmen, wird folgender Algorithmus benutzt:

$$Q_t = g f c_{SAT} NCT / (h E_0) \quad (1)$$

$$Q_t = a + b Q_s \quad (2)$$

NCT : mit dem COS des Sonnenzenitwinkels normierter Count
 c_{SAT} : Eichkonstante
 f : Faktor zur Umrechnung vom Meteosat-VIS-Kanal auf den gesamten solaren Spektralbereich
 g : Faktor zur Umrechnung von richtungsabhängigen Strahldichten auf Flüsse
 h : Sonnenabstandsfaktor
 E_0 : Solarkonstante
 t : Albedo am Oberrand der Atmosphäre
 a, b : Koeffizienten für die Atmosphärenkorrektur

Die Faktoren g , f , a und b werden aus der numerischen Simulation von Strahlungsfeldern für verschiedene Zustände des Systems Erde-Atmosphäre gewonnen. Da die die Winkel- und Wellenlängenabhängigkeit berücksichtigenden Faktoren im wolkenfreien Fall sehr stark von den Reflexionseigenschaften des Bodens abhängig sind, ist es wichtig, diese bei der numerischen Simulation der Strahlungsübertragung richtig zu berücksichtigen. Dies geschieht mit Hilfe der spektralen Reflexionsfunktion.

Die spektrale Reflexionsfunktion gibt quantitativ an, wie sich die aus jeweils einer Richtung einfallende Strahlung nach der Wechselwirkung mit dem Boden in spektraler Abhängigkeit auf alle Raumrichtungen verteilt.

Die Reflexionsfunktion wurde bisher überwiegend für homogen zusammengesetzte Oberflächen gemessen (z.B. Kriebel, 1977). Für heterogen zusammengesetzte Oberflächen dagegen, also

Oberflächen, die schon im einzelnen Bildelemente aus mehreren Bestandteilen mit jeweils unterschiedlichen Reflexionseigenschaften bestehen, sind die Kenntnisse über die Reflexionsfunktionen sehr lückenhaft. Da jedoch schon in Arealen von der Größe der Meteosat-Bildelemente Oberflächen heterogen zusammengesetzt sein können, kann eine mangelnde Information über Winkel- und Wellenlängenabhängigkeit der Reflexion zu nicht mehr akzeptablen Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Bodenalbido führen. Von Meerkötter (1989) wurde daher ein Verfahren entwickelt, das erlaubt, die Reflexionsfunktionen heterogener Oberflächen aus gemessenen Reflexionsfunktionen homogener Oberflächen zu bestimmen.

3 VERFAHREN ZUR BESTIMMUNG DER REFLEXIONSFUNKTIONEN

Das Verfahren zur Bestimmung der Reflexionsfunktionen heterogen zusammengesetzter Oberflächen folgt einem geometrischen Ansatz, d.h., die Reflexionsfunktion werden für vorgegebene, dreidimensional strukturierte Modelloberflächen mit Hilfe geometrischer Optik numerisch simuliert. Dabei werden die durch die vertikale Struktur hervorgerufenen Einflüsse von Beleuchtungs-, Abschattungs- und Kulisseneffekten auf die Anisotropie der Reflexionsfunktion berücksichtigt.

Darüberhinaus ist es möglich, daß innerhalb einer Modelloberfläche Strukturen mit jeweils unterschiedlichen Reflexionsfunktionen vorkommen dürfen. Die Simulation der Reflexionsfunktionen für die gesamte Modelloberfläche erfolgt also durch eine Kombination gewichteter Anteile einzelner Reflexionsfunktionen unter Berücksichtigung der Einflüsse von überlagerten vertikalen Strukturen.

4 BEISPIELE SIMULIRTER REFLEXIONSFUNKTION

Die Abbildungen 1 und 2 zeigen simulierte Reflexionsfunktionen bei einem Einfallswinkel von 45° für eine aus drei Komponenten zusammengesetzte Oberfläche. Es handelt sich dabei um eine für die Kulturlandschaft Mitteleuropas typische Oberfläche. Es wurde angenommen, daß diese Oberfläche zu 37.5 % aus Ackerland, zu 37.5 % aus Weideland und zu 25 % aus Fichtenwald zusammengesetzt ist. Die Reflexionsfunktionen der Komponenten entstammen den Messungen von Kriebel (1977) und Eaton and

Dirmhirn (1979). In den Abbildungen 1 und 2 sind die Reflexionsfunktionen für die Wellenlänge $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$ im sichtbaren Spektralbereich dargestellt. Verglichen werden zwei verschiedene Modelloberflächen mit unterschiedlicher vertikaler Struktur. Abb. 1 zeigt die Verhältnisse für den Fall, daß die Fläche der Fichtenbestände im Verhältnis zur mittleren Höhe des Bestandes groß ist, d.h. daß bei 20 m Bestandshöhe die mittlere Bestandsfläche 4 km^2 beträgt.

Abb. 2 gilt für den Fall, daß die Fläche der Fichtenbestände im Verhältnis zur mittleren Höhe kleiner ist, so daß bei 20 m Bestandshöhe die mittlere Bestandsfläche nur noch 4000 m^2 groß ist.

Es zeigt sich deutlich, wie bei zunehmender vertikaler Struktur der Gesamtfläche sowohl Abschattungs- als auch Kulisseneffekte verstärkten Einfluß auf die Anisotropie der Reflexionsfunktion nehmen. Im Vorwärtsstrebereich (linke Hälfte der Graphik) nehmen die Werte der Reflexionsfunktion hauptsächlich infolge der Abschattung bei großen Reflexionszenitwinkeln ab. Im Rückwärtsstrebereich ist die Reduktion der Werte auf den Kulisseneffekt zurückzuführen, d.h., daß bei großen Reflexionswinkeln verstärkt der dunkle Wald zur Reflexionsfunktion beiträgt, weil der relativ hellere Boden durch die einzelnen Bestände verdeckt wird. Schon anhand dieses Beispiels wird deutlich, daß die Winkel- und Wellenlängenabhängigkeit der Reflexionsfunktion heterogen zusammengesetzter und vertikal strukturierter Oberflächen sich markant von homogen zusammengesetzten Oberflächen unterscheiden kann. Dies muß bei der Fernerkundung der Bodenalbido berücksichtigt werden.

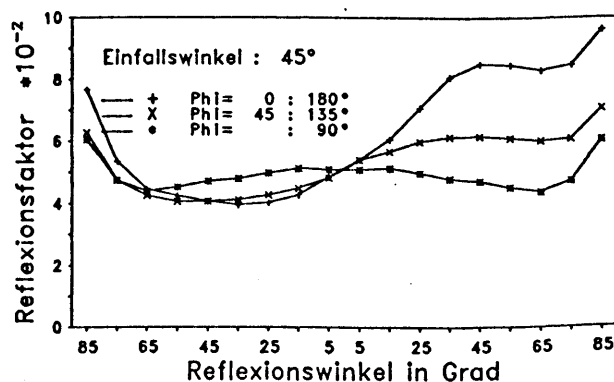


Abb. 1
Reflexionsfunktion für eine aus Weideland, Ackerland und Fichtenbeständen zusammengesetzte Oberfläche geringer Vertikalstruktur.

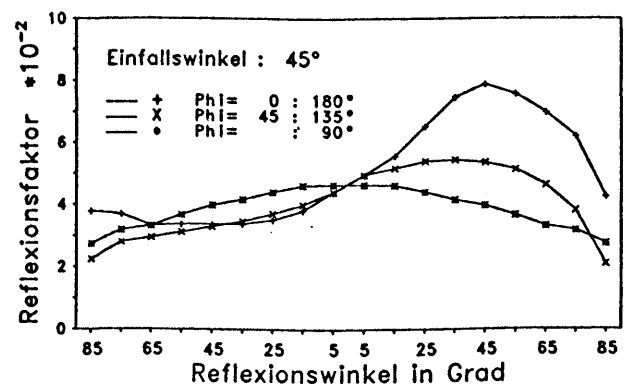


Abb. 2
Wie in Abb. 1, jedoch bei höherer Vertikalstruktur der gesamten Oberfläche.

5 LITERATUR

EATON F.D. and I. DIRMHIRN, 1979:
Reflected Irradiance Indicatrices of Natural Surfaces and their Effect on Albedo.
Applied Optics, Vol. 18, pp 994-1008.

KRIEBEL K.T., 1977:
Reflection Properties of Vegetated Surfaces:
Tables of Spectral Biconical Reflectance Factors.
Universität München, Meteorologisches Institut, Wissenschaftliche Mitteilung Nr. 29.

MEERKÖTTER R., 1989:
Ein Modell zur Simulation von Reflexionsfunktionen heterogen zusammengesetzter Landoberflächen.
Universität München, Meteorologisches Institut, Wissenschaftliche Mitteilungen Nr. 62 (im Druck).

Wolkenerkennung im EURAD-Modell: Vergleich mit NOAA-Daten der Tschernobyl-Periode

N. Mölders, H. Hass, H.J. Jakobs, M. Laube

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln
Abteilung Umweltforschung
EURAD
Salierring 48
5000 Köln 1

1. Einleitung

Im Rahmen des EURAD-Modells (European Acid Deposition Model) werden Aussagen über die räumliche und zeitliche Menge trockener und nasser Deposition verschiedener chemischer Spezies gemacht. Dabei ist die detaillierte Bestimmung der Wolkenparameter (Wolkenbasis, -obergrenze, Bedeckungsgrad) wichtig für den Chemie-Transport-Modul (CTM) des EURAD-Modells zur Berechnung der trockenen und nassen Deposition, der Photolyseraten und anderer wolkenabhängiger Prozesse.

2. Wolkenerkennung

Für die Simulationen zurückliegender Episoden bietet sich an, Satellitendaten zur Validation zu verwenden. Da der Satellit NOAA-9 das Modellgebiet 2 – 4-mal täglich überfliegt, werden dazu NOAA-9-AVHRR-Daten (Advanced Very High Resolution Radiometer) benutzt. Das AVHRR mißt in 5 Kanälen die solaren (Kanal 1 und 2) und die terrestrischen (Kanal 3 - 5) Strahldichten. Aufgrund der unterschiedlichen spektralen Eigenschaften ist eine multispektrale Wolkenerkennung möglich. Bei der Wolkenerkennungsprozedur, die sowohl Textur- als auch Spektralcharakteristika verwendet, wird in 10 Klassen unterschieden. Dann werden die aus der Wolkenerkennung erhaltenen Klas-

sifizierungsdaten dem EURAD-Gitter zugeordnet, dann in Bedeckungsgrade umgerechnet und mit den Bedeckungen verglichen, die das EURAD-Modell prognostizierte.

3. Modellrechnungen

Um die Auswirkungen der unterschiedlichen Behandlung physikalischer Prozesse auf die Prognose von Wolken und so auf die Chemie im EURAD-Modell zu untersuchen, wurden mit dem meteorologischen Teil (MM4: Mesoskaliges Modell, Version 4) des EURAD-Modells die folgenden drei Simulationsläufe für den Tschernobyl-Zeitraum durchgeführt.

- 1. Fall (KA3CTM): MM4-Simulation 25. 4. 12 GMT - 28. 4. 12 GMT mit einer Kuo-Anthes-Parametrisierung der Cu-Konvektion, die Arbeiten von Anthes (1977), Anthes et al. (1987) folgt
- 2. Fall (EX3CTM): MM4-Simulation 25. 4. 12 GMT - 28. 4. 12 GMT mit einer expliziten Parametrisierung der Mikrophysik nach Anthes et al. (1987)
- 3. Fall (KA4CTM): MM4-Simulation mit 'Nudging', 25. 4. 12 GMT - 30. 4. 12 GMT mit einer Kuo-Anthes-Parametrisierung

Mit den meteorologischen Daten aus MM4 wurde dann ein CTM-Lauf durchgeführt, in dem die Wolkenparameter für die Chemie

zur Verfügung gestellt wurden. Die Wolkenparametrisierung in dem CTM erfolgt nach Walcek und Taylor (1986).

4. Vergleich der Bedeckung: NOAA/ EURAD-Modell

Der Vergleich zwischen den Bedeckungsgraden aus der Wolkenerkennung mit den prognostizierten der Modellläufe zeigt, daß die räumliche Ausdehnung der Wolkenfelder mit dem EURAD-Modell durch die KA3CTM- und KA4CTM-Fälle gut prognostiziert sind. Die Kuo-Anthes-Parametrisierung sagt die konvektiv angetriebenen Niederschlagssysteme gut voraus. Das explizite Schema ermöglicht insbesondere die Berücksichtigung des stratiformen und skaligen Wolkentyps, der in Verbindung mit mesoskaligem Aufsteigen entsteht.

5. Ausblick

In Zukunft soll der aus den Satellitenbeobachtungen bestimmte Wolkenanteil als Anhalt zur Verbesserung der Wolkenparametrisierung des CTM-Wolkenmoduls dienen. Die aus der Wolkenerkennung gewonnen Bedeckungsgrade können zu Validationszwecken verschiedener und neuer Ansätze der Bedeckungsgradparametrisierung genutzt werden. Sie ermöglichen eventuell eine Abschätzung des Fehlers, der in den chemischen Berechnungen aufgrund einer fehlerhaften Wol-

kenbehandlung auftritt.

6. Literatur

Anthes, R.A.: A cumulus parametrization scheme utilizing a one-dimensional cloud model, *Mon. Wea. Rev.*, 107, pp. 963-984, 1977.

Anthes, R.A., E.-Y. Hsie, Y.-H. Kuo: Description of the Penn State/ NCAR Mesoscale Model Version 4 (MM4). Technical Note, NCAR/ TN-282+STR. 1987.

Walcek, C.J., G.R.Taylor: A theoretical method for computing vertical distributions of acidity and sulfate production within cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 43, pp.339-355, 1986.

Wolfgang Benesch

Deutscher Wetterdienst

1. ZUSAMMENFASSUNG

Der Deutsche Wetterdienst möchte die Zusammenarbeit mit Hochschulen und Großforschungseinrichtungen intensivieren, um neue Methoden zur Auswertung von Satellitendaten auf ihre operationelle Nutzbarkeit zu testen, um Gütemaße für Variable, die aus Satellitendaten abgeleitet werden zu ermitteln, um Vor- und Nachteile unterschiedlicher Auswertealgorithmen herauszufinden und um gemeinsame Verifikationsstudien durchzuführen.

2. EINLEITUNG

Satellitenbilder von der Erde gibt es seit nunmehr fast genau 30 Jahren. Seit 1966 konnten analoge Satellitenbilder mit sogenannten APT-Anlagen in Realzeit direkt während des Überfluges der ESSA-Satelliten empfangen werden; der Deutsche Wetterdienst hatte von Anfang an die dazu nötigen technischen Empfangseinrichtungen.

Entgegen der manchmal vorgebrachten Meinung empfängt und nutzt der Deutsche Wetterdienst auch heutzutage Satellitendaten in einer ihrer Art und Genauigkeit angepaßten Weise. Zum Beispiel wurde die Methode der optimalen Interpolation entwickelt, um die asynoptischen und im Vergleich zu Radiosonden ungenaueren Temperatur-Vertikalsondierungsdaten in der numerischen Analyse verarbeiten zu können.

Die Satellitendaten werden im Deutschen Wetterdienst hauptsächlich auf folgenden Gebieten genutzt:

* Wetterüberwachung und Kurzzeitfristprognose

* Ergänzung der Datenbasis für die numerische Wettervorhersage

Weitere Anwendungsgebiete sind Verifikation numerischer Wettervorhersagemodelle und Klimatologie.

3. IM DWD VERFÜGBARE SATELLITENDATEN

Es ist zu unterscheiden zwischen direkt empfangenen und über internationale Fernmeldeverbindungen (GTS) verbreitete Satellitendaten.

3.1 ÜBER GTS VERFÜGBARE SATELLITENDATEN

Über das GTS empfängt der DWD folgende aus Satellitendaten abgeleitete Produkte:

- Meeresoberflächentemperaturen (SST)
- Wolkenverlagerungs-Windvektoren (CMV)
- relative Feuchte der oberen Troposphäre (UTH)
- Analyse der Wolkenmenge und Höhe (CA)
- vertikale Temperatur- und Feuchteprofile mit ca. 500 km horizontaler Auflösung (SATEM)

Der Nutzen der UTH muß noch genauer untersucht werden; sie hat gute Chancen, bald in das operationelle Schema für die numerische Wetteranalyse einbezogen zu werden; SST und CMV werden in der Analyse mitbenutzt.

Die horizontale Auflösung der im SATEM-Code verbreiteten vertikalen Temperaturprofile reicht den heutigen Ansprüchen der numerischen Wettervorhersage nicht aus. Es werden daher zur Zeit die Voraussetzungen geschaffen, um diese Daten etwa ab Ende dieses Jahres in einer Auflösung von 250 km und, wenn sie von den USA bereitgestellt werden, sogar mit 50-80 km Auflösung über

GTS erhalten zu können.

3.2 DIREKTEMPFANG VON SATELLITENDATEN

Der DWD verfügt über folgende Einrichtungen:

2 APT (analog, NOAA), 19 SDUS-Anlagen (analog, METEOSAT), 1 PDUS (digital, hochaufgelöst, METEOSAT) und 1 HRPT-System (digital, hochaufgelöst, NOAA).

Anfang 1989 wurde die alte PDUS-Anlage durch eine neue ersetzt und das HRPT-System geliefert. Routineanwendungen können etwa ab Mitte 1989 auf beiden Systemen zur Anwendung kommen. Für den Empfang und die Verarbeitung der Satellitendaten dienen 2 MICRO-VAX II, welche über ein Netzwerk untereinander und mit den anderen Rechenanlagen des DWD, insbesondere Cyber 990, Cyber 860 und ETA 10 verbunden sind.

4. NUTZUNG DER SATELLITENDATEN

Die über das GTS verbreiteten quantitativen Satellitendaten finden unmittelbar in der numerischen Analyse Anwendung.

4.1 ÜBERWACHUNG DER WETTERENTWICKLUNG/NOWCASTING

Die große Anzahl von SDUS-Anlagen im DWD zeigt, daß der Wetterüberwachung mit Hilfe von METEOSAT-Daten eine zentrale Bedeutung zukommt. Zu diesem Thema sind viele Veröffentlichungen erschienen, z.B. KURZ (1987, S. 103-124).

4.2 ÜBERWACHUNG NUMERISCHER ANALYSEN UND VORHERSAGEN

Satellitendaten sind ein ideales Hilfsmittel bei der Verifikation numerischer Analysen oder numerischer Vorhersagen. Im gegenwärtig noch im operationellen Einsatz befindlichen alten Satellitendatenverarbeitungssystem (LADWIG u.a. 1983, S. 3-8) können diverse Felder numerischer Analysen und Vorhersagen den Satellitenbildern überlagert werden.

Die Satellitendaten dienen nicht nur zur Überwachung der operationellen numerischen Analyse- und Vorhersageprodukte, sondern

wurden auch zur Verifikation des mesoskaligen Europamodells während der Entwicklungsphase genutzt.

4.3 ABGELEITETE PRODUKTE

Aus den im DWD direkt empfangenen Satellitendaten wurden bisher folgende quantitative Produkte abgeleitet: Bogus-Feuchte und Globalstrahlung.

Bei der Bogus-Feuchte werden durch interaktive Klassifikation der Wolken über dem Nordatlantik standardisierte Profile der relativen Feuchte für die numerische Analyse zur Verfügung gestellt. Die Feuchteprofile werden 1x täglich abgeleitet und regelmäßig in den 12 UTC Analysen verwendet. (BENESCH, KÄSTNER, 1986).

Die Methode zur Ableitung der Globalstrahlung aus METEOSAT-Daten wurde an der Universität zu Köln entwickelt und wird im DWD quasi-operationell seit 1986 betrieben. Die Ergebnisse können hauptsächlich klimatologisch und für Gutachten genutzt werden und haben im Vergleich zum bodengestützten Strahlungsmeßnetz den Vorteil flächendeckender Ergebnisse (DIEKMANN u.a., 1988, S. 65-79).

5. NUTZUNG VON SATELLITENDATEN IN UNMITTELBARER ZUKUNFT

5.1 TOVS

Zur Ableitung vertikaler Temperatur- und Feuchteprofile in hoher räumlicher Auflösung ist im DWD das internationale Programmpaket ITPP-3 installiert.

Der DWD verfügt auch über eine Version des französischen Auswertepaketes 3-I, womit bisher jedoch keine eigenen Erfahrungen gesammelt werden konnten.

5.2 AVHRR

Zur Auswertung der AVHRR-Daten wurde dem DWD die APOLLO-Software in der in Oxford entwickelten Version zur Verfügung gestellt. Die multispektralen Daten mit einer Auflösung von 1 km im Satellitenfußpunkt sollen für die Ableitung folgender Variab-

len genutzt werden:

Wolkenerkennung, -klassifizierung, -aggregatzustand, -wassergehalt; Schnee-, Eisverteilung; Meeres- und Landoberflächen-temperaturen, Albedo, Vegetationsindex.

Diese Datensätze werden sowohl bei der Wetterüberwachung benötigt (z.B. Nebelerkennung in der Nacht), sollen aber auch direkt in der numerischen Analyse Verwendung finden, zur Verifikation numerischer Modelle genutzt werden und auch in die Auswerteverfahren für die TOVS-Daten mit einbezogen werden.

6. ZUKÜNFTIGE NUTZUNGEN

Die angestrebten zukünftigen Nutzenanwendungen können hier nur stichwortartig aufgelistet werden:

- Niederschlagsabschätzung
- Windvektoren aus Wasserdampfstrukturen
- "intelligente" Nowcasting-Methoden zwecks Implementierung in Expertensystemen
- Wolkenvariable und Erdbodeneigenschaften aus Mikrowellendaten

7. WERTUNG

Der DWD verfügt nur über eine knappe Personalkapazität zur Erprobung, Implementierung, Verbesserung und zum operationellen Betrieb von Auswerteverfahren für Satellitendaten. Da sich an dieser Situation in absehbarer Zeit voraussichtlich nicht viel ändern wird, ist der DWD auf eine enge Kooperation mit Hochschulinstituten und Großforschungseinrichtungen angewiesen. Als Gegenleistung kann der DWD Satellitendaten in Realzeit, hohe Rechnerkapazität und den unmittelbaren Zugriff auf konventionelle Daten und numerische Analysen für Verifikation und Validation bieten.

8. LITERATUR

Kurz, M.: Dynamics of stable and unstable Baroclinic Waves- As Described by Quasi-Geostrophic Theory and as Seen in Satellite Images. Preprints for a Workshop held at Reading, England, 20-24 July 1987, on Satellite and Radar Imagery Interpretation. EUMETSAT S. 103-124.

Ladwig, H.; Steinhorst, G.; Woick, H.: Die Satellitenbilddaufbereitungsanlage im Deutschen Wetterdienst. Promet 13, 1983, H. 3/4, S. 3-8.

Benesch, W.; Kaestner, A.: Improvement of the Numerical Humidity Analysis by subjective Interpretation of Meteosat Images. Report of the Proceedings 6th METEOSAT Scientific Users Meeting, Amsterdam, The Netherlands, 25-27 November 1986, EUMETSAT PD1.

Diekmann, F.; Happ, S.; Rieland, M.; Benesch, W.; Czeplak, G.; Kasten, F.: An operational estimate of global solar irradiance at ground level from METEOSAT data: results from 1985 to 1987. Meteorol. Rdsch. 41, Dezember 1988, S. 65-79.

Wolfgang Krauß

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel,

Der Nettowärmefluß über dem Atlantik erreicht in den Wintermonaten zwischen 40°N und 60°N Werte von mehr als 300 W/m²; im Zonenmittel Werte um 200 W/m². In Verbindung mit den starken zonalen Winden bestimmt er das Klima in Europa. Der anomal hohe Wärmefluß hängt wesentlich von der Lage der Polarfront und den damit verbundenen geostrophischen Strömungen ab. Die an der Polarfront verfügbare potentielle Energie ist die wesentliche Energiequelle für den Nordatlantischen Strom und der damit verbundenen Advektion von warmem Wasser in die Gebiete nördlich von 50°N. Die Rolle der Polarfront für das Strömungssystem wird näher untersucht.

ZIRKULATION UND WASSERMASSENTTRANSFORMATION IM EUROPÄISCHEN NORDMEER

Jens Meincke, Detlef Quadfasel

Institut für Meereskunde der

Universität Hamburg

In den geographisch hohen Breiten entsteht durch winterliche Abkühlung und durch Salzeintrag bei der Meereisbildung spezifisch schweres Wasser an der Meeresoberfläche. Das Absinken dieses Wassers - die sogenannte Tiefenkonvektion - gilt als Motor für die globale thermohaline Zirkulation und die an der Oberfläche durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre aufgeprägten Eigenschaften bestimmen die Charakteristika von 75 % der Wassermassen des Weltmeeres. Die typische Zeitskala der globalen thermohalinen Zirkulation beträgt 1000 Jahre und stellt somit als "Langzeitgedächtnis" eine wesentliche Komponente im Klimageschehen dar.

Der Sonderforschungsbereich "Klimarelevante Prozesse" an der Universität Hamburg untersucht in einem ozeanographischen Teilprojekt seit 1986 mit Feld- und Modelleexperimenten die an der Tiefenkonvektion in der Grönlandsee beteiligten physikalischen Prozesse und versucht mit einem saisonalen Census der beteiligten Wassermassen, die während eines Winters gebildete Menge an Zwischen- und Tiefenwasser quantitativ zu bestimmen.

Durch eine Übersicht über die hydrographische Einbettung der Grönlandsee in das meridionale Zirkulationssystem Atlantik/Europäisches Nordmeer/Arktik und die Empfindlichkeit der an der Konvektion beteiligten Prozesse gegenüber Veränderungen der Zirkulation kann gezeigt werden, daß die Konvektionsintensität von Jahr zu Jahr stark veränderlich ist. Bei der Diskussion der Konsequenzen wird unterschieden zwischen der relativ regelmäßigen Bildung von Zwischen-

wasser, das via die sogenannten Overflows über die Grönland-Schottland-Schwelle die globale thermohaline Zirkulation antreibt, und der unregelmäßigen Bildung von Grönlandsee-Tiefenwasser, das die interne Zirkulation des Systems Nordmeer/Arktischer Ozean bestimmt.

Es soll ein Überblick gegeben werden über den gegenwärtigen Stand der Untersuchungen zur Zirkulation und des Wärmehaushalts des Indischen Ozeans unter besonderer Berücksichtigung des jahreszeitlichen Antriebs durch das Monsunwindssystem.

1 WÄRMEHAUSHALT

Der Indische Ozean, der einzige der drei Ozeane ohne ein nördliches Subpolargebiet, nimmt in seinen Subtropen- und Tropenzonen Wärme aus der Atmosphäre auf und exportiert sie nach Süden. Dieser Wärmeexport kommt im wesentlichen dem Südatlantik zugute und sorgt dafür, daß im Südatlantik der meridionale Wärmefluß anomal gerichtet ist - nämlich zu den Tropen hin. Abschätzungen dieses Wärmeexportes aus dem Indischen Ozean variieren erheblich, da neben der Summe der Oberflächenflüsse auch der Anteil des Durchflusses vom Pazifik zwischen Australien und Indonesien berücksichtigt werden muß, der im übrigen auch für die Bilanzierung des Pazifiks von Bedeutung ist. Ein Überblick über den Stand der Wärmebilanzierung und Abschätzung der Meridionalzirkulation wird gegeben.

2 MONSUNZIRKULATION IM WESTLICHEN UND ZENTRALEN INDISCHEN OZEAN

Die jahreszeitliche Umkehr des ozeanischen Antriebs durch das Monsunwindfeld führt zu drastischen Zirkulationsänderungen nördlich von 10°S. Am auffälligsten ist die jahreszeitliche Umkehr des Somalistroemes. Sowohl die vertikale Struktur als auch die saisonale Entwicklung entlang der ostafrikanischen Küste zwischen 5°S und 12°N ist sehr komplex.

Ging man bisher davon aus, daß der Somalistrom über den Äquator hinweg größenordnungsmäßig im Sommer und Winter etwa gleich und in gegengesetzter Richtung verläuft, so zeigen neuere Untersuchungen, daß der südwärtige Transport im Winter wegen eines neu entdeckten nordwärtigen Unterstromes im Tiefenbereich 100-400 m trotz starker südwärtiger Oberflächenströmung sehr gering ist. Nur wenig ist darüber bekannt, wie sich das westliche Randstromsystem über das Arabische Meer an den Monsunstrom südlich von Indien/Sri Lanka ankoppelt, der anscheinend einen starken, jahreszeitlich umkehrenden Transport aufweist. Einige Ergebnisse zur Monsunzirkulation werden anhand von historischen Daten sowie numerischen Modellrechnungen gezeigt. Konsequenzen für den jahreszeitlichen Gang des Wärmehaushalts sind noch weitgehend unbekannt.

3 SOMMERLICHE ABKÜHLUNG DES ARABISCHEN MEERES

Das Einsetzen des Sommermonsuns bewirkt eine großräumige Abkühlung und Vertiefung der Deckschicht durch die kombinierten Effekte von Entrainment und Ekman-Konvergenz aufgrund der antizyklonalen Windstreßverteilung. Hinzu kommt die Advektion von kaltem Auftriebswasser von den Küsten Ostafrikas und Arabiens. Im Winter hingegen ist die Deckschichttiefe gering, da dann der Windstreß zyklonal ist. Untersuchungen zum Zusammenhang der Oberflächentemperatur mit der großräumigen atmosphärischen Zirkulation sowie dem Niederschlag über Indien werden skizziert.

4 DURCHFLUSS PAZIFIK - INDISCHER OZEAN

Neben dem Mittelwert sind auch Jahresgang und mehrjährige Schwankungen von Bedeutung für Zirkulation und Wärmebilanz des Indischen Ozeans, letztere besonders im Zusammenhang mit EL Nino, der ja im westlichen Pazifik seine Auslösung hat. Auch hier ist wieder aus Messungen kaum etwas bekannt. Erste Ansätze können aus vorläufigen Ergebnissen globaler numerischer Modelle gewonnen werden.

Ein wirbelauflösendes Zirkulationsmodell des südlichen Ozeans

F. Kruse, A. Hense, J. Schröter und D. Olbers

Alfred Wegener Institut
für Polar- und Meeresforschung

In den letzten Jahren wurden eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, das Problem der Impulsbilanz des antarktischen Zirkumpolarstroms (ACC) betreffend. Anders als in anderen Regionen des Weltozeans fehlen dem ACC westliche und östliche Begrenzungen, an denen der Impulseintrag durch den Wind durch einen Druckaufbau kompensiert werden könnte. Der Impuls kann daher nur durch den Bottom-Form-Drag (Impulsverlust über Gebirgsrand, Mountain Torque) oder die Bodenreibung balanciert werden. Die wesentliche Komponente der Bewegung ist dabei das mesoskalige Wirbelfeld. Für erste Untersuchungen dieses Problems wurden dabei quasi-geostrophische, wirbelauflösende Kanalmodelle entwickelt [1,2,3], mit Hilfe derer der vertikale Impulstransport untersucht wurde. Alle diese Modelle waren durch sehr idealisierte laterale Begrenzungen und Bodentopographie ausgezeichnet. Außerdem waren sie auf ein Gebiet beschränkt, das wesentlich kleiner als das des ACC ist. Unser Anliegen ist die Entwicklung eines möglichst realistischen Modells zur Untersuchung der Impuls- und Energiebilanz des ACC sowie möglicher Ansätze zur Parametrisierung des mesoskaligen Wirbelfeldes.

Das Modelgebiet ist zirkumpolar und reicht von 40° bis 75° südlicher Breite. Das Modell hat eine Auflösung von 1/3° zonal und 1/6° meridional. In der Vertikalen ist die Wassersäule in drei Schichten von 300, 700 und 4000 m unterteilt. Zur Zeit wird das Modell durch einen zeitlich konstanten aber räumlich variablen Wind [4] angetrieben. Es ist durch realistische Ränder (Antarktis, Südamerika und Neuseeland) begrenzt und hat eine 1° x 1° Bodentopographie.

Integriert wird die Gleichung der quasigeostrophischen Vorticity auf der β - Ebene. Die Numerik basiert auf dem Standard Code für Kanalmodelle nach Holland. In mehrfach zusammenhängenden Gebieten sind neben den üblichen von Neumann oder Dirichlet Randbedingungen für die

Stromfunktion weitere integrale Randbedingungen zu erfüllen, die sich aus Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgründen ergeben [5]. Diese werden so formuliert und diskretisiert, daß sie unabhängig von der Wahl der Randbedingungen sind. Ebenfalls wurde der numerische Code derart weiterentwickelt, daß beliebige Ränder vorgegeben werden können.

Die Auswirkungen verschiedener Arten von Randbedingungen, Bodentopographien, verschiedene Parametrisierungen der lateralen Diffusion und unterschiedlicher Anzahl der Schichten werden in entsprechend konfigurierten Kanalmodellen parallel untersucht. Die Ergebnisse werden dann gegebenenfalls in das ACC - Modell integriert. Hierbei zeigt die Variation der Bodentopographie die extremsten Auswirkungen, während die Wahl der Diffusionsparameterisierung oder die Wahl der Randbedingungen keinen großen Einfluß zu haben scheinen.

Zur Diagnose der Impuls- und Energieflüsse wird ein Programmpaket entwickelt. Hiermit sollen nicht nur die globalen Energie- und Impulsflüsse analysiert, sondern auch die lokalen Energieumwandlungsraten untersucht werden.

Es sind für die Zukunft Experimente mit zeitlich variablen Winden (EZMW-Analysen 1979 - 1987, täglich) und eventuell offenen Rändern an den nördlichen Begrenzungen des Modells geplant.

- [1] J.C.McWilliams, W.R.Holland and J.H.S. Chow; A Description of Numerical Antarctic Circumpolar Currents; Dynamics of Atmospheres and Oceans 2 (1978); p. 213-214
- [2] J.C.McWilliams and J.H.S. Chow; Equilibrium Geostrophic Turbulence I: A Reference Solution in a Beta-Plane-Channel; Journal of Physical Oceanography 11 (1981); p. 921-949
- [3] J.Wolf and D.Olbers; The Dynamical Balance of the Antarctic Circumpolar Current Studied with an

Eddy Resolving Model; submitted for publication (Liege Colloquium, Theories)

[4] S.Hellerman; An Updated Estimate of the Wind Stress in the World Ocean; Mon. Wea. Rev. 95 (1967); p.607-626

[5] J.C.McWilliams; A Note on a Consistant Quasigeostrophic Model in a Multiply Connected Domain; Dynamics of Atmospheres and Oceans 1 (1977); p. 427-441

Claus W. Böning

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel D-2300 Kiel 1

1 EINLEITUNG

Das großräumige ozeanische Strömungsfeld wird in weiten Bereichen von mesoskaligen Wirbelprozessen beherrscht. Die in allen Ozeanen zu beobachtende Intensivierung der Wirbelfelder in den westlichen Randstromsystemen findet im Nordatlantik seine Fortsetzung im Verlauf des nordatlantischen Stromes und führt damit, im Gegensatz etwa zum Nordpazifik, zu einem charakteristischen nordwärtigen Gradienten der Wirbelenergie. Wegen der klimatisch wichtigen Rolle als Bindeglied zwischen den warmen Oberflächenmassen der subtropischen Zirkulationszellen und den winterlichen Konvektionsgebieten im nördlichen Atlantik kommt einem Verständnis der Dynamik der Transportmechanismen eine besondere Bedeutung zu. Numerische Simulationen der nordatlantischen Zirkulation mit relativ grob (1-Grad oder mehr) auflösenden Gittern zeigten bisher keine befriedigenden Ergebnisse im nördlichen Atlantik. Die Rolle des mesoskaligen Wirbelfeldes in der Dynamik dieses Stromsystems und damit die Bedeutung für den Wärmetransport im nördlichen Atlantik ist bislang weitgehend ungeklärt.

2 PRINZIPIELLE UNTERSUCHUNGEN MIT WIRBELAUFLÖSENDEN MODELLEN

Wirbelauflösende Modelle konzentrierten sich bisher weitgehend auf prinzipielle Untersuchungen zur Entstehung und Rolle des Wirbelfeldes in der windgetriebenen Zirkulation, zumeist beschränkt auf vereinfachte Modellbecken und quasigeostrophische Dynamik. Eine

zusammenfassende Darstellung des Erkenntnisstandes gibt HOLLAND (1985). Erste Schritte zur Einbeziehung von Wirbelprozessen in großräumige Modelle der thermohalinen und windgetriebenen Zirkulation wurden erst in den letzten Jahren unternommen. Beginnend mit der Untersuchung von COX (1985) wurde eine Reihe von Modellrechnungen mit weiterhin idealisierter Geometrie, erstmals aber mit einer dem Nordatlantik entsprechenden Ausdehnung durchgeführt.

Untersuchungen der Partikelbewegung in diesem Modell zeigten, daß die durch barokline Instabilität im Innern der Subtropenzelle erzeugte Wirbelaktivität einen starken Einfluß auf Ausbreitungsvorgänge in der Hauptsprungschicht ausübt und zu einer raschen Vermischung des durch Vertikalkonvektion neu eintretenden Wassers führt (BÖNING und COX, 1988). Andererseits bewirkte die Wirbelaktivität keine nennenswerte Änderung des meridionalen Wärmetransports, da die turbulenten Flüsse weitgehend durch die gleichzeitig modifizierte mittlere Zirkulation kompensiert werden (BRYAN, 1986).

Während die bisherigen Modellrechnungen eine horizontale Gitterweite von 1/3-Grad zugrunde legten, wurde kürzlich eine Integration mit einer auf 1/6-Grad verfeinerten Auflösung abgeschlossen, um einen Einblick in die Abhängigkeit der Lösungen von der Gitterweite zu erhalten. Intensitätsspektren der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten zeigen eine deutliche Konzentration der Wirbelenergie in einem Wellenzahlband; diese energetisch dominierende Wellenlänge ist dabei in der sub-

tropischen Zirkulationszelle etwa doppelt so groß wie in den subpolaren Bereichen. Während in dieser Wirbelskala kein wesentlicher Unterschied zwischen den Modellen mit 1/3- und 1/6-Grad Auflösung festzustellen ist, ergeben sich deutliche Differenzen im spektralen Verlauf im Bereich der höheren Wellenzahlen. Im 1/3-Grad Modell erlaubt die geringe spektrale Trennung zwischen dem Bereich der energiereichen Wirbel und der Nyqvist-Wellenzahl einen starken Einfluß der Modellreibung und führt zu steilen (typischerweise k^{-5}) Spektralverläufen. Dagegen zeigt sich im hochauflösenden Modell eine Tendenz zu k^{-3} Potenzgesetzen, die unter dem Einfluß der stark skalenselektiven Modellreibung erst für Wellenlängen kleiner als etwa 50 km zu steileren Verläufen übergeht. Inwieweit die Auflösung des durch die nichtlinearen Wechselwirkungen im Wirbelfeld kontrollierten Trägheitsbereichs für die dynamische Rolle der Wirbel in der Zirkulation relevant ist, müssen weitere Untersuchungen klären.

3 WIRBELAUFLÖSENDE SIMULATION DES NORD-ATLANTIKS

Da in naher Zukunft aufgrund der großen Spanne in den Längen- und Zeitskalen eine wirkliche Auflösung des Wirbelfeldes in globalen Modellen der thermohalinen Zirkulation undurchführbar bleiben muß, ist die Frage nach einer möglichen Parametrisierbarkeit der Wirbeleffekte von besonderem Interesse. Die bisherigen, prozeßorientierten Modelle zeigen aber, daß aufgrund der starken nichtlinearen Kopplung vieler Bewegungsskalen eine Isolierung der interessierenden physikalischen Prozesse kaum möglich ist und eine Beschränkung auf vereinfachte Modellphysik oder idealisierte Modellbecken zu unbefriedigenden und schwer zu verifizierenden Ergebnissen führt.

In den prozeßorientierten Modellen ist es bisher nicht gelungen, eine solch intensive

Wirbelaktivität außerhalb der Golfstromregion zu simulieren, wie sie im Bereich des Nordatlantischen Stromes mit Wirbelenergien von über $600 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ gefunden wird. Die vereinfachten Modelle zeigen in dem zentralen und östlichen Beckenbereich generell eine äquatorwärtige Zunahme der Wirbelenergie mit maximalen Intensitäten im Nordäquatorialstrom. Weitere Untersuchungen der Rolle des Wirbelfeldes in der Dynamik der großräumigen Zirkulation und damit der Bedeutung für den meridionalen Wärmetransport erfordern daher Modellrechnungen, die zumindest ein Ozeanbecken in realistischer Beckengeometrie und realistischen Antriebsfeldern umfassen.

In internationaler Kooperation werden gegenwärtig Anstrengungen für wirbelauflösende Simulationen des Nordatlantiks unternommen. Die Ergebnisse eines ersten Experiments dieses "community modeling efforts" deuten auf eine gegenüber den grobauflösenden Modellen wesentlich verbesserte Darstellung des Nordatlantischen Stromsystems und geben erstmals die Grundzüge der Verteilung der Wirbelenergie im Nordatlantik wieder.

LITERATUR

- BÜNING, C.W. und COX, M.D., 1988: Particle dispersion and mixing of conservative properties in an eddy-resolving model. *J. Phys. Oceanogr.* 18, 320-338.
- BRYAN, K., 1986: Poleward buoyancy transport in the ocean and mesoscale eddies. *J. Phys. Oceanogr.* 16, 927-933.
- COX, M.D., 1985: An eddy-resolving numerical model of the ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.* 15, 1312-1324.
- HOLLAND, W.R., 1985: Simulation of mesoscale ocean variability in mid-latitude gyres. *Adv. Geophys.* 28A, 479-523.

1. EINLEITUNG

Ein wesentlicher Aspekt bei der Modellierung des Klimas ist die Kopplung seiner Komponenten (Atmosphäre-Ozean-Eis). Für gewisse Anwendungen kann es dennoch nützlich sein eine der Teilkomponenten für sich gesondert zu betrachten, wobei die Kopplung zu den restlichen Komponenten über vorgeschriebene Randbedingungen berücksichtigt wird. Auch die polaren Breiten sind in diesem Sinne ein Teil des Klimasystems. Die augenfälligste Besonderheit der heutigen polaren Breiten ist die großräumige Verbreitung von Eis. Dazu kommen eisspezifische klimarelevante Prozesse, wie sie in dieser Form sonst im restlichen Klimasystem nicht in Erscheinung treten. Eis ist aber nicht notwendigerweise Bestandteil der polaren Breiten. In der Kreidezeit, 100 Millionen Jahre vor heute, waren die Polregionen eisfrei.

Primäre Ursache für die relativ niedrigen Temperaturen der polaren Breiten ist natürlich (heute wie damals) die verringerte Sonneneinstrahlung.

2. EISFORMEN UND KLIMARELEVANTE PROZESSE DER POLAREN BREITEN

Es gibt 3 Formen von Eis (Schnee, Meereis und Inlandeis) mit recht unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften und damit auch sehr verschiedener Wirkung auf das restliche Klimasystem. Der Schnee mit einer relativ kurzen dynamischen Zeitskala (Tage bis Monate) und einer hohen Albedo (bis 0.9) beeinflusst die Energiebilanz am Boden. Das Meereis ist gefrorenes Meerwasser mit einer typischen Zeitskala von Monaten bis Jahren, hauptsächlich wegen der großen latenten Wärmemengen, die bei Gefrieren und Schmelzen umgesetzt werden müssen. Das In-

landeis hat eine sehr lange Zeitkonstante. Es benötigt mindestens 1000 Jahre um sein Volumen merklich zu verändern.

Bei Klimaschwankungen spielen Volumenänderungen der Atmosphäre und des Ozeans (von gewissen paläoklimatischen Sonderfällen abgesehen) keine Rolle. Beim Eis jedoch, ist das Volumen und insbesondere die Eisdickenverteilung die entscheidende prognostische Größe. Die zeitliche Änderung der Eis- oder Schneedicke h wird durch die Massenerhaltung bestimmt:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + b, \quad (1)$$

mit \mathbf{q} der vertikal integrierten Transportgeschwindigkeit und b der Bilanz aus Schneefall, Schmelzen und Gefrieren. Diese 3 Prozesse beeinflussen die Klimaentwicklung in den polaren Breiten, nicht nur als Quellterme in Gleichung (1), sondern auch durch ihre Rückwirkung auf Atmosphäre und Ozean (siehe Abb. 1). Für die Dynamik der Atmosphäre ist neben der hohen Albedo auch die isolierende Wirkung von Schnee und Eis wichtig. Dadurch kann die Eisoberflächentemperatur wesentlich niedriger sein als die Temperatur an der Eisunterseite. Der Ozean reagiert insbesondere auf die mit Fluktuationen des Meereisvolumens verbundenen Salzflüsse. Der Salzeintrag bei der Meereisbildung destabilisiert die ozeanische Deckschicht, während sie beim Schmelzen durch Frischwasserzufuhr wieder stabilisiert wird.

Einige Prozesse im Inneren und am Boden des Inlandeises spielen sich zunächst fast unabhängig vom restlichen Klimazustand ab. Erst über die sich ändernde Form des Inlandeises wirken sie schließlich auf das Klima zurück. Dazu gehört die Eisde-

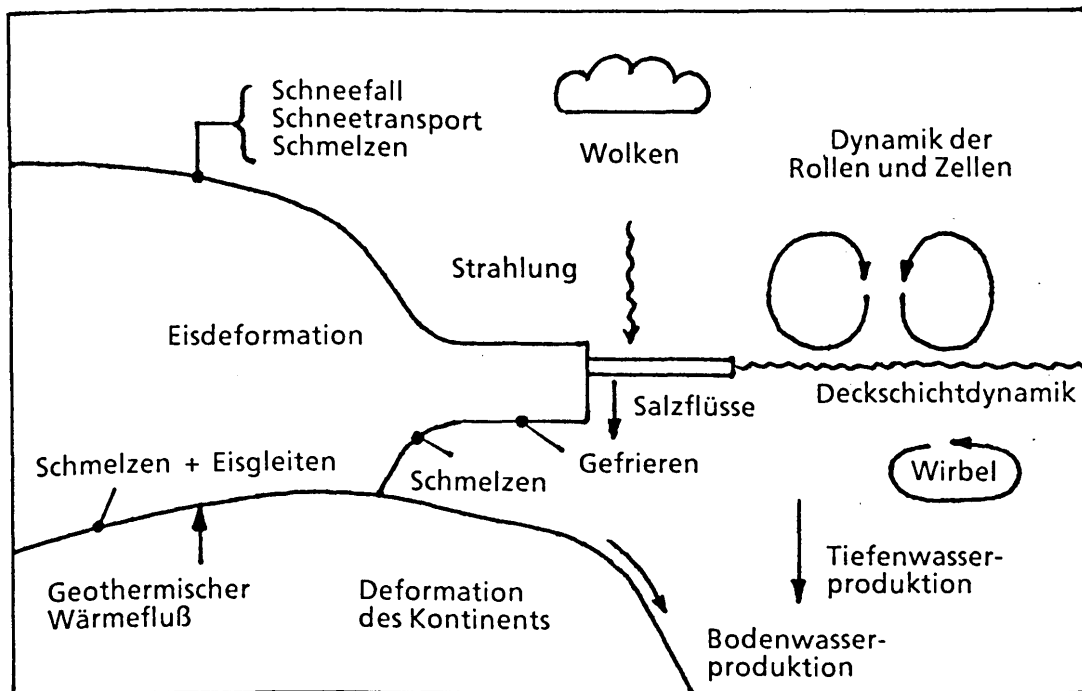


Abb. 1: Klimarelevante Prozesse der polaren Breiten

formation und die noch weitgehend unverstandenen dynamischen Prozesse an der Grenze Inlandeis-Kontinent. Messungen zeigen, daß unter dem Inlandeis eine 1 - 10m dicke Bodenschicht existiert, die aus einer Mischung von Eis, Wasser und Sediment besteht. Die Deformierbarkeit dieser Schicht hängt stark von der Temperatur und vom Wasserdruck ab. Die wichtigsten Wärmequellen im Bereich des Eisbodens sind der geothermische Wärmefluss ($5 \cdot 10^{-2} \text{ Wm}^{-2}$) und freiwerdende Deformationswärme. Zur Bestimmung der Höhe h_s der Inlandeisoberfläche ($h_s = h_B + h$) aus der Bodenhöhe h_B und der Eisdicke h (Gleichung (1)), muß man auf den längeren Zeitskalen (> 1000 Jahre) auch die Deformierbarkeit des Kontinents berücksichtigen.

Es sind noch klimarelevante Prozesse und Strukturen der polaren Breiten zu nennen, die zwar vom Eis modifiziert werden, aber möglicherweise auch ohne Eis in den polaren Breiten vorkommen würden, wie z.B. die polaren Hochs mit stabilen Grenzschichten am Boden und typische Konvektionsmuster in der Atmosphäre und im Ozean. In der unteren Grenzschicht der Atmosphäre treten über einem wärmeren Ozean Rollen sowie offene und geschlossene Zellen auf. Sie sind an der Wol-

kenbildung in Bereichen mit aufwärts gerichteter Strömung erkennbar. Im Ozean wird in den polaren Breiten (besonders im Nord-Atlantik) Tiefenwasser gebildet. Warmes und salzreiches Wasser aus den mittleren Breiten kühlt sich hier ab und sinkt in einer salzärmeren Umgebung in die Tiefe. Bei der Entstehung des Antarktischen Bodenwassers spielen wahrscheinlich auch die speziellen ozeanischen Bedingungen unter dem Schelfeis eine Rolle.

3. IM SFB 318 EINGESETZTE MODELLKOMPONENTEN

In Abb. 2 sind schematisch die Raumbereiche dargestellt, für die im SFB 318 (Projektbereiche A und B) bereits existierende globale und regionale Modelle eingesetzt oder neu entwickelt worden sind. Einen Überblick gibt der nach Teilprojekten gegliederte Tätigkeitsbericht 1986 - 88 des SFB 318. Darin wird auch der Projektbereich C (Fernerkundung) näher beschrieben in dem globale Modelle für die Datenassimilation zum Einsatz kommen. Mit den globalen Modellen wird der Tatsache Rechnung getragen, daß die polaren Breiten Teil des globalen Klimasystems sind. Für die globale Atmosphäre hat man sich (im Teilpro-

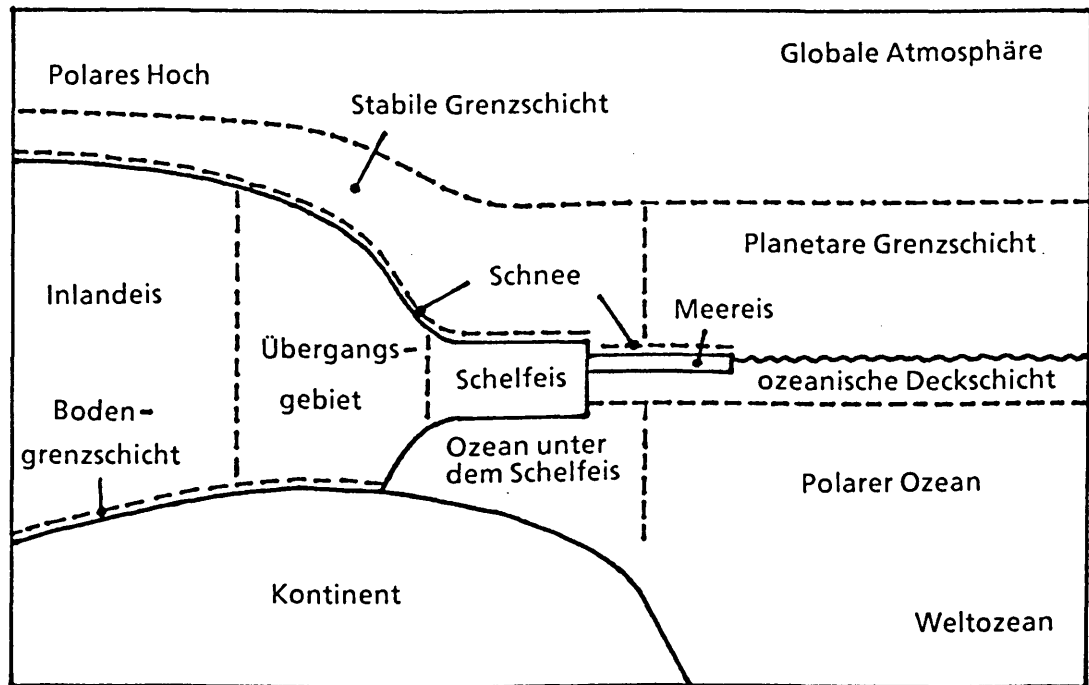


Abb. 2: Im SFB 318 eingesetzte Modellkomponenten

jekt A1) für das Zirkulationsmodell T-21 des Europäischen Zentrums für Mittelfrist-Wettervorhersage (EZMW) entschieden, zu dem es inzwischen eine umfangreiche Modellstatistik gibt. Als globales Ozeanmodell wird das sogenannte planetar geostrophische Modell des MPI für Meteorologie verwendet (A2). Es hat gegenüber anderen globalen Ozeanmodellen den Vorteil, daß es sich relativ schnell bis in einen Gleichgewichtszustand rechnen läßt (20 min für 100 Modelljahre auf einer Cyber 205). Bei den krysphärischen Modellen stützt man sich für das Meereis auf das Modell von HIBLER (1979) und für das Inlandeis auf ein am MPI für Meteorologie entwickeltes 3-d Modell. Das Schneemodell ist in das T-21 des EZMW integriert.

Die übrigen im SFB 318 verwendeten Modelle sind regionale Modelle. Die Entwicklung von regionalen Modellen ist durch eine besondere Physik in bestimmten Teilgebieten gerechtfertigt. Es muß aber die Kopplung zum Restklimasystem berücksichtigt werden. Teilmodelle sind für die untere atmosphärische Grenzschicht (B2) und die obere ozeanische Deckschicht entwickelt worden (A3). Auch für den Arktischen Ozean und den Südlichen Ozean bieten sich Teilmodelle an, z.B.

zur Beschreibung der Tiefenwasserproduktion (B3), für die Modellierung der im Antarktischen Zirkumpolarstrom wichtigen mesoskaligen Wirbel (A2) und für die spezielle ozeanische Zirkulation unter dem Schelfeis (Einströmen am Ozeanboden und Ausströmen knapp unterhalb des Schelfeises).

4. EINIGE MODELLERGEBNISSE AUS DEM SFB 318

Im Teilprojekt A1 wurde mit dem T-21 Modell des EZMW die Wirkung von Schneeanomalien auf die globale Zirkulation untersucht (BARNETT et al., 1989). Eine Verdopplung (Halbierung) des im Modell berechneten Schneefalls im Eurasischen Bereich, führt zu signifikanten Änderungen in der globalen Zirkulation. Insbesondere bewirkt eine stärkere Schneebedeckung im Frühjahr eine Abschwächung des darauffolgenden Sommermonsuns.

Das Teilprojekt A2 beschäftigt sich mit der ozeanischen Modellierung: Vergleich globaler Ozeanmodelle und Modellierung des Südlichen Ozeans, der den Antarktischen Kontinent umschließt. Experimente mit einem wirbelauflösenden Teilmodell des Südlichen Ozeans zeigen den großen

Beitrag der Wirbel in der Impuls- und Energiebilanz (WOLFF and OLBERS, 1989).

Im Teilprojekt A3 sind Kryosphären-Modelle neu entwickelt oder vorhandene Modelle modifiziert worden. Es gelang die heutige Aufteilung von Inlandeis und Schelfeis bei vorgegebenen heutigen Schneeakkumulationsraten zu simulieren. Das Meereismodell von HIBLER wurde an ein Modell der ozeanischen Deckschicht gekoppelt und mit Erfolg für die Simulation der Verteilung des Meereises des Südlichen Ozeans im Jahresgang eingesetzt.

In den B-Projekten werden regionale Modelle in engem Kontakt mit Messungen entwickelt. Ausgehend von einem umfangreichen Datensatz (KONTUR, 1981, KONTROL 1985/85) sind in B2 Modelle für die Grenzschichtkonvektion in der Form von Rollen, offenen und geschlossenen Zellen formuliert worden. Sie beschreiben bereits einige Charakteristika dieser Konvektion recht gut. In Verbindung mit Messungen zur Tiefenwasserproduktion und zur Bestimmung der Wassermassenstruktur des Arktischen Ozeans im Teilprojekt B3 ist auch ein relativ hochauflösendes 3-d Ozean-Zirkulationsmodell für den arktischen Bereich konstruiert worden (LEGUTKE, 1987). Im Teilprojekt B4 schließlich, wird das gekoppelte System Atmosphäre-Ozean-Meereis besonders in der Nähe der Meereiskante mit Messungen und Modellsimulationen untersucht. Mit einem nicht-hydrostatischen atmosphärischen (2-d) Modell konnte die Zirkulation im Bereich der Meereiskante bei vorgegebenen Randbedingungen realistisch beschrieben werden.

5. WEITERE ARBEIT

Eines der langfristigen Ziele des SFB 318 ist es, Parameterisierungen kleinskaliger Prozesse zu entwickeln, die dann in den gröber auflösenden globalen Modellen verwendet werden können. Davon unabhängig sind bei den A-Projekten weitere klimarelevante Prozesse identifiziert worden, die noch in die globalen Modelle

eingebaut werden müssen. Dazu gehören: eine verbesserte Modellierung von Schnee und Wolken im T-21 Modell, die ozeanische Zirkulation unter dem Schelfeis mit der Berechnung der Schmelz- und Gefrierenraten, die Dynamik der Bodenschicht unter dem Inlandeis und die Wirkung der ozeanischen Zirkulation im gekoppelten Modell Meereis-Ozean.

6. LITERATUR

BARNETT, T.P., L. DÜMENIL, U. SCHLESE, E. ROECKNER and M. LATIF. The effect of Eurasian snow cover on regional and global climate variations. *J. Atmos. Sci.* (1989), (in press).

HIBLER III, W.D. A dynamic thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.* 9 (1979), 815-846.

LEGUTKE, S. The influence of boundary conditions on the circulation in the Greenland-Norwegian Sea: A numerical investigation. In: *Three-dimensional models of marine and estuarine dynamics*, ed.: J.C.J. Nihoul and B.M. Jamart, Elsevier Science Publ. (1987), Amsterdam.

SFB 318. Klimarelevante Prozesse im System Ozean-Atmosphäre-Kryosphäre. Tätigkeitsbericht 1986-88, Universität Hamburg, März 1988.

WOLFF, J. and D.J. OLBERS. The dynamical balance of the Antarctic circumpolar current, studied with an eddy resolving quasi geostrophic model. *Proceedings of the 20th Int. Liège Coll. on Ocean Hydrodynamics: Mesoscale / Synoptic Coherent Structures in Geophysical Turbulence.* Elsevier Science Publ. (1989), (in press).

EIN GEKOPPELTES INLAND-SCHELFEIS MODELL

W.J. BÖHMER UND K. HERTERICH

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR METEOROLOGIE

BUNDESTRASSE 55, 2000 HAMBURG 13, F.R.G.

1. EINLEITUNG

Die Modellierungsstrategie im Bereich des Palöklimas (z.B. eiszeitliche Klimaschwankungen) unterscheidet sich deutlich von der Modellierung des "heutigen" Klimas. Über einen Zeitraum von 100 Jahren kann das Inlandeis (heute auf Grönland und der Antarktis) als praktisch unverändert angenommen werden. Auf den längeren paläoklimatischen Zeitskalen, von etwa 1000 Jahren und mehr, ist das Inlandeis dagegen die wesentliche prognostische Variable, während sich die Atmosphäre und der Ozean quasi-stationär auf die vom Inlandeis vorgegebenen Randbedingungen einstellen.

Am MPI für Meteorologie ist in den letzten Jahren ein 3-d Inlandeismodell entwickelt worden (HERTERICH, 1988) welches im SFB 318 (Teilprojekt A3) mit einem Schelfeismodell gekoppelt wurde. Das gekoppelte Modell zeigt eine besondere Empfindlichkeit bezüglich veränderter Deformationseigenschaften im Bereich des Übergangsgebietes zwischen Inlandeis und Schelfeis.

2. DAS MODELL

Das Inlandeis läßt sich sinnvollerweise in 3 Unterbereiche aufteilen: das "eigentliche" Inlandeis, das auf dem Kontinent aufliegt, das Schelfeis (schwimmende Inlandeiszungen) und die Übergangszone zwischen dem "eigentlichen" Inlandeis und dem Schelfeis. In allen 3 Eisregionen gelten spezielle Näherungen.

Für das Inlandeis ist in der Flacheisnäherung (HUTTER, 1983) eine lokale Beschreibung möglich. Auf Zeitskalen > 1000 Jahre kann das Schelfeis als quasistationär angenommen werden. Auch das Übergangsgebiet wird quasistationär behandelt, da seine horizontale Abmessung (≈ 10 Km) klein gegen die Abmessungen von Inlandeis und Schelfeis ist (HER-

TERICH, 1987). Die Dynamik des Übergangsgebietes reduziert sich damit auf die Bestimmung seiner (quasi-stationären) Form. Die Lage des Schwimmpunktes - die Stelle an der das Inlandeis zu schwimmen anfängt - folgt aus der horizontalen Impulsbilanz. Die zugehörige Eisdicke ist durch das hydrostatische Gleichgewicht bestimmt. Im Modell ist die Deformierbarkeit des Eises im Übergangsgebiet noch ein freier Parameter.

3. ERGEBNISSE

Durch eine Serie von Sensitivitätstests konnte der Deformierungsparameter so eingestellt werden, daß sich im gekoppelten Modell in etwa die heutige Verteilung von Inlandeis und Schelfeis ergab (Abb.1). Dabei wurde die heute beobachtete Jahresschneebilanz an der Eisoberfläche (BUDD et al.; 1984) festgehalten. Die Modellintegration startete mit der heutigen Form der Antarktis sowie einem Geschwindigkeits- und Temperaturfeld im Inneren, wie es sich nach 150 000 Modelljahren (bei fester heutiger Form) eingestellt hatte.

Das so kalibrierte Modell ist stabil gegenüber Meeresspiegelschwankungen um ± 130 m. Die Form der Antarktis, insbesondere das Westantarktische Inlandeis, reagiert jedoch empfindlich auf veränderte Deformationseigenschaften des Eises. Bei einer Erhöhung der Deformierbarkeit (*weiches Eis*) fließt mehr Eis vom Inlandeis ab als durch Schneeakumulation wieder hinzugefügt werden kann, sodaß die Westantarktis nach einigen 1000 Modelljahren abgebaut ist (Abb.2). Bei einer Erniedrigung der Deformierbarkeit (*festes Eis*) fließt vom Inlandeis weniger ab als Schnee hinzugefügt wird und das Inlandeisvolumen nimmt zu. Innerhalb einiger 1000 Modelljahre breitet sich das Inlandeis bis zum Rand des Kontinentalschelfes aus (Abb.3).

Die Modellergebnisse unterstreichen die Notwendigkeit auch die thermischen Eigenschaften im Übergangsgebiet zu modellieren, da die Deformierbarkeit stark temperaturabhängig ist. Solche Untersuchungen sind für den neuen Förderungszeitraum (1989-91) im SFB 318 (A3) geplant.

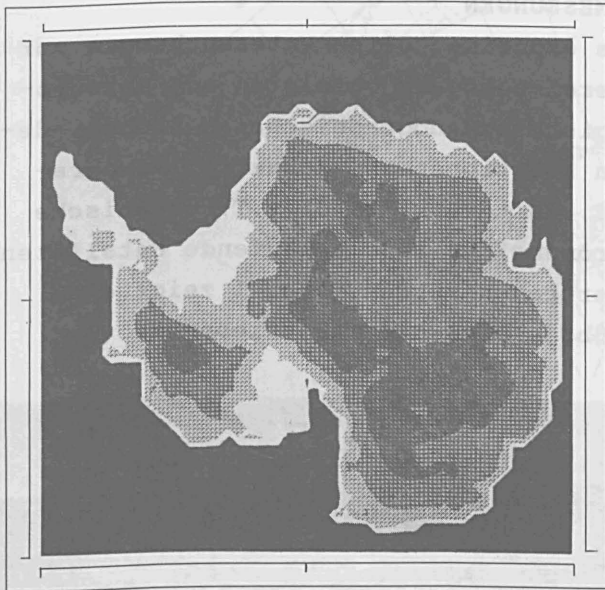


Abb.1: Simulierte heutige Eisdickenverteilung im Inlandeis und Schelfeis (weißer Bereich) nach 10 000 Modelljahren mit dem dimensionslosen Deformierbarkeitsparameter $p = 5 \cdot 10^{-2}$.

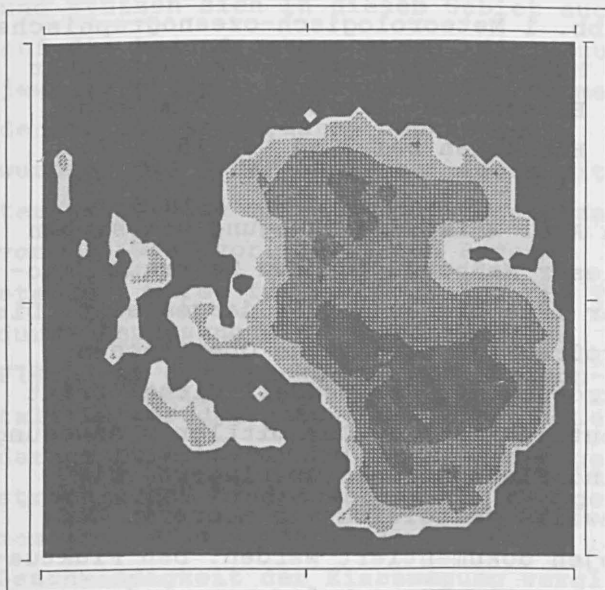


Abb.2: Wie Abb.1, jedoch mit $p = 2,5 \cdot 10^{-1}$ (weiches Eis).

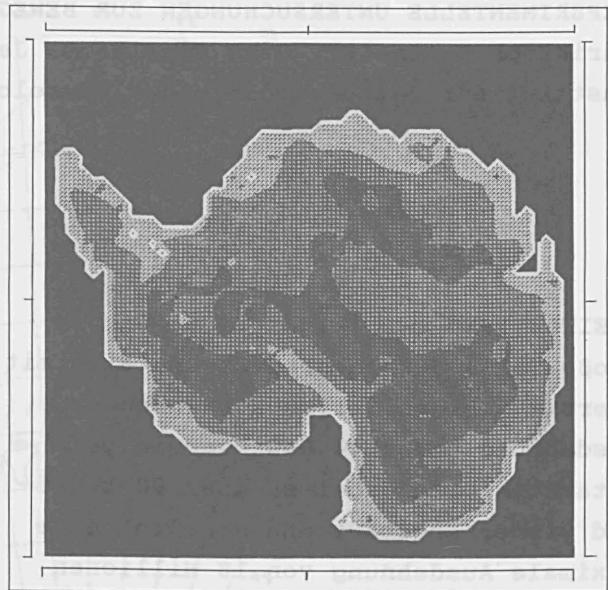
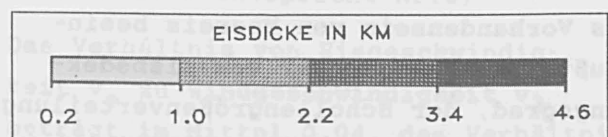


Abb.3: Wie Abb.1, jedoch mit $p = 1 \cdot 10^{-1}$ (festes Eis).



4. LITERATUR

- BUDD, W., JENSSEN, D. AND RADOK, U.: Derived physical characteristics of the Antarctic-Ice-Sheet, Mark I, Melbourne, University of Melbourne, Meteorology Dept. (1984) Publ. No.18
- HERTERICH, K.: On the flow within the transition zone between ice sheet and ice shelf. In: Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet, C.J. van der Veen and J. Oerlemans (eds), D.Reidel Publ. (1987) S.52-68.
- HERTERICH, K.: A three dimensional model of the Antarctic-Ice-Sheet. Annals of Glaciology, Vol. 11; (1988) S.32-35.
- HUTTER, K.: Theoretical Glaciology. D.Reidel Publ. (1983)

1 EINLEITUNG

Große Teile der polaren Ozeane sind mit Meereis jahreszeitlich schwankender Ausdehnung bedeckt. Das Meereis der Antarktis wird dabei zu über 90 % auf- und wieder abgebaut und erreicht eine maximale Ausdehnung von 18 Millionen km^2 . In der Arktis beträgt die maximale Ausdehnung 15 Millionen km^2 und die Schwankung 7 Millionen km^2 . Der Energie-, Impuls- und Stoffaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre wird durch das Vorhandensein von Meereis beeinflusst. In Abhängigkeit vom Eisbedeckungsgrad, der Schollengrößenverteilung und von der Schneeauflage wird im Meereisgebiet die Albedo erhöht, der Wärmeübergang vom Ozean an die Luft reduziert und der Impulseintrag durch den Wind an den Ozean gesteuert.

Eine wichtige Rolle spielt die Eisbewegung. Sie wirkt sich auf den Wärmeübergang aus, da divergente Eisbewegung Rinnen und Polynyen entstehen läßt, an deren Oberfläche das relativ warme Wasser fühlbare und latente Wärme an die kältere Luft abgibt. Konvergente Eisbewegung führt an den Rändern der Schollen zu Verwerfungen, durch die der Strömungswiderstand im Wasser erhöht wird. Die Eisbewegung beeinflusst die Flächenausdehnung des gesamten Meereises, da sie z.B. durch den großräumigen Weddell-Wirbel Eis aus der zentralen und südlichen Meereiszone in die Eisrandzone im Norden befördert. Dort dehnt sich das Eis weiter nach Norden, als es dort aufgrund der lokalen thermodynamischen Bedingungen möglich wäre.

2 MESSUNGEN

Die experimentellen Untersuchungen zur Meereisbewegung erfolgten mit meteorologisch-ozeanographischen Meßbojen, deren Positionen und Meßwerte (Temperatur, Luftdruck, Wind, z.T. ozeanische Strömung) über polumlaufende Satelliten übertragen werden. Abb. 1 zeigt eine Meßboje nach der Inbetriebnahme.



Abb. 1 Meteorologisch-ozeanographische Meßboje (Gerätehöhe 3 m) auf einer Eisscholle mit bis zu 2 m hohen Eisrücken bei 71.4°S , 15.1°W .

In Abb. 2 ist die Bewegung von sieben dieser Meßbojen für den Zeitraum Oktober 1986 bis Juni 1988 dargestellt. Die großräumige ozeanische Oberflächenströmung mit dem Weddell-Wirbel tritt deutlich zutage. Der mittleren Bewegung sind Fluktuationen überlagert, die jeweils zeitgleich von mehreren Meßbojen dokumentiert werden. Den Fluktuationen lassen sich Änderungen des Druckfeldes und damit des Windfeldes in der Atmosphäre zuordnen.

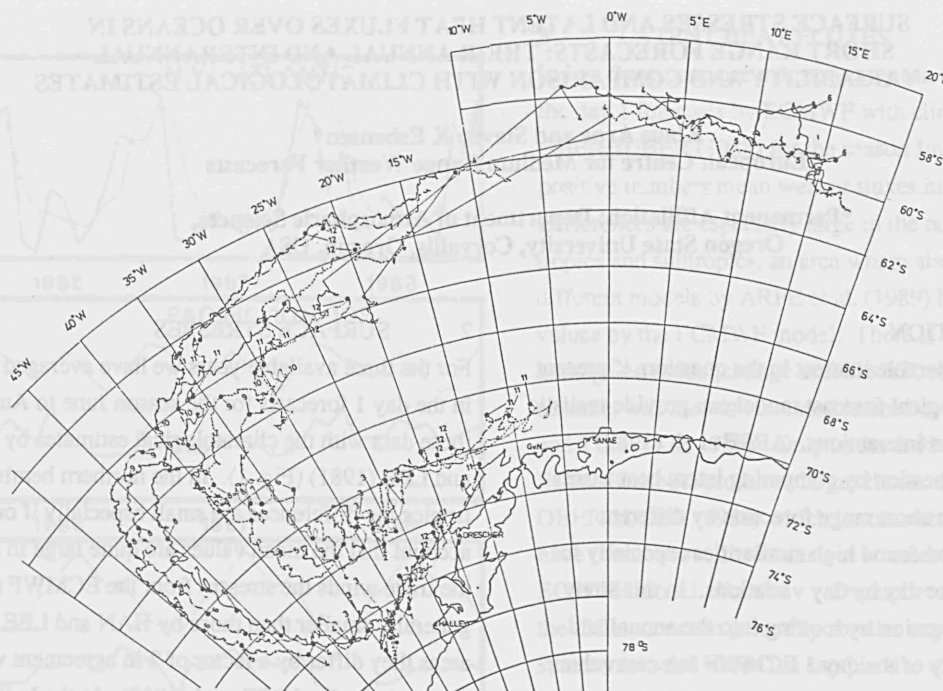


Abb. 2 Die Positionen von 7 Meßbojen im Weddell-Meer zwischen November 1986 (1.11.1986 entspricht Nr.11) bis Juni 1988 (1.6.1988 entspricht Nr.6)

3 ZUSAMMENHANG ZWISCHEN WIND UND EISBEWEGUNG

Für die Analyse der Meereisbewegung wurden sowohl die lokalen Bojenmessungen als auch Druckfeldanalysen des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF) herangezogen. Die Druckfelder beruhen auf einem Assimilationsverfahren des ECMWF und stützen sich in diesem Gebiet auch auf die Bojendruckmessungen, die dazu jeweils aktuell in das globale Fernmeldenetz für Wetterdaten übertragen wurden. Die ECMWF-Analysen liegen gitterpunktsweise mit einem Gitterabstand von 2.5 Grad vor. Für jeden Bojenstandort wurde für zwei Termine pro Tag durch Anpassung einer parabolischen Fläche an die Druckwerte der horizontale Luftdruckgradient berechnet. Die daraus berechneten Komponenten des geostrophischen Windes wurden mit dem gemessenen Wind an der Boje und der Geschwindigkeit der Eisbewegung verglichen.

Die mittlere Eisbewegung erweist sich als eng mit dem Wind gekoppelt.

Das Verhältnis von Eisgeschwindigkeit v_e zu Windgeschwindigkeit v_3 beträgt im Mittel 0.04, das Verhältnis von v_e zu geostrophischem Wind v_g 0.025. Die Eisbewegung erfolgt um 20-40 Grad nach links vom Wind in 3 m Höhe gegen den Uhrzeigersinn gedreht und hat im Mittel die gleiche Richtung wie der geostrophische Wind.

Unter Einfluß des antarktischen Küstenstroms und in Gebieten mit Eisbedeckungsgraden über 60 % erfolgt die Reaktion der Eisbewegung auf den Wind zeitweise nichtlinear. Dies ist durch den Aufbau interner Spannungen im Eisfeld zu erklären.

Aus der zeitlichen Änderung der Bojenpositionen wurden die Divergenz, die Rotation und die Komponenten der Deformation der Eisbewegung berechnet. Die Divergenz erreichte in den Sommermonaten November bis Februar maximale Werte von $\pm 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und im Winter von $\pm 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Zwischen der Rotation der Eisbewegung und der Rotation des geostrophischen Windes wurde ein enger Zusammenhang festgestellt.

SURFACE STRESSES AND LATENT HEAT FLUXES OVER OCEANS IN SHORT RANGE FORECASTS: THEIR ANNUAL AND INTERANNUAL VARIABILITY AND COMPARISON WITH CLIMATOLOGICAL ESTIMATES

Klaus Arpe and Steven K Esbensen*
European Centre for Medium Range Weather Forecasts

*Permanent Affiliation: Department of Atmospheric Sciences,
Oregon State University, Corvallis, Oregon, USA

1 INTRODUCTION

There has been considerable interest in the question, if present operational meteorological forecast models can provide realistic estimates of the air-sea interactions. ARPE et al. (1989) have addressed this question by comparing latent heat fluxes and surface stresses in short range forecasts by different operational models and found high similarities especially for surface stresses and for day by day variations. In this study we extend this investigation by looking into the annual and inter-annual variability of the day 1 ECMWF forecast values and compare their climatology (3 year means) with those by OBERHUBER (1988) and HAN and LEE (1981).

Continuous monitoring of the ECMWF forecasts have lead to frequent changes of the analysis-forecasting system. Some of these changes can be expected to have impacts on the surface fluxes. The main system changes during the period of investigation were:

Sept. 86:	Revision of the analysis scheme
April 87:	Revision of the parametrization of surface proceses
Jan. 88:	The vertical diffusion above the PBL was removed.

The main natural variation of surface fluxes during the period can be expected from an ENSO event from autumn 1986 to the end of 1987. Unfortunately the beginning and the end of the ENSO event coincides with changes in the ECMWF analysis-forecasting system.

2 SURFACE STRESSES

For the three available years we have averaged the surface fluxes in the day 1 forecasts for the season June to August and compared these data with the climatological estimates by HAN and LEE (1981) (Fig. 1). In the northern hemisphere extra tropics the differences are small especially if one takes into account that the mean values are quite large in these areas. In the trade winds the stresses from the ECMWF model are generally smaller than those by HAN and LEE (1981), in some areas they differ by a factor of 2 in agreement with model comparisons by ARPE et al (1989). In the Indian monsoon area the differences are specially large but here the comparison with other models had shown that the models gave quite similar results. We investigated also the means for the December to February season and found considerably smaller discrepancies except for the deep tropics over the Pacific probably due to an unrepresentative proportion of the ENSO event in the ECMWF average.

To investigate the inter-annual variability of the stresses, we have taken averages over selected areas for each month and compared their variation. Some examples are shown in Fig. 2. The u- and v-components have been averaged separately for each month and only for Fig. 2 both components of monthly means have been combined but the following discussion is also valid for single components.

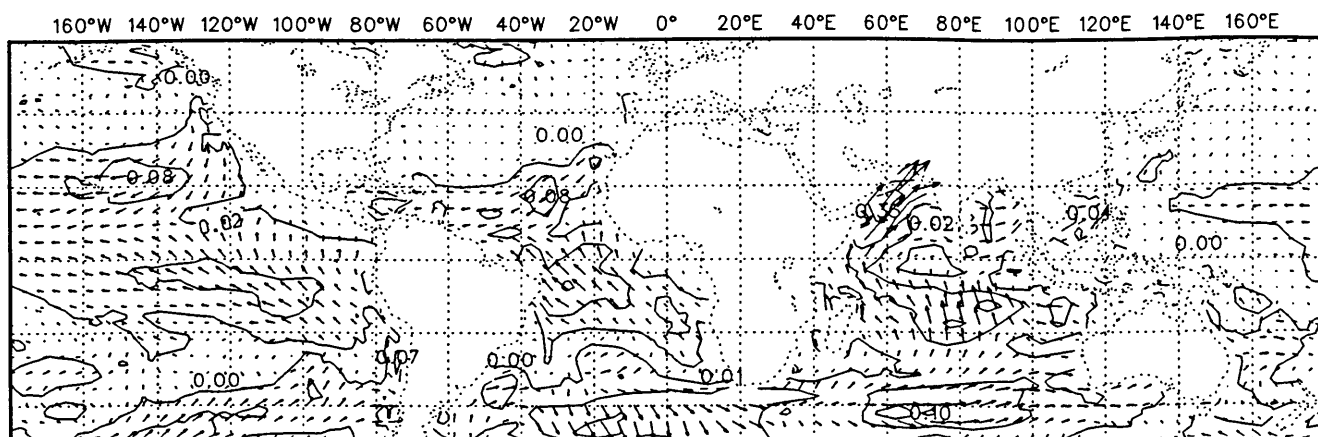


Fig 1 Difference between the HAN and LEE (1981) climatology of surface stresses and three year averages of day 1 forecast values from the ECMWF operational model for the June to August season. Contours at 0.02, 0.05, 0.10 and 0.20 N/m².

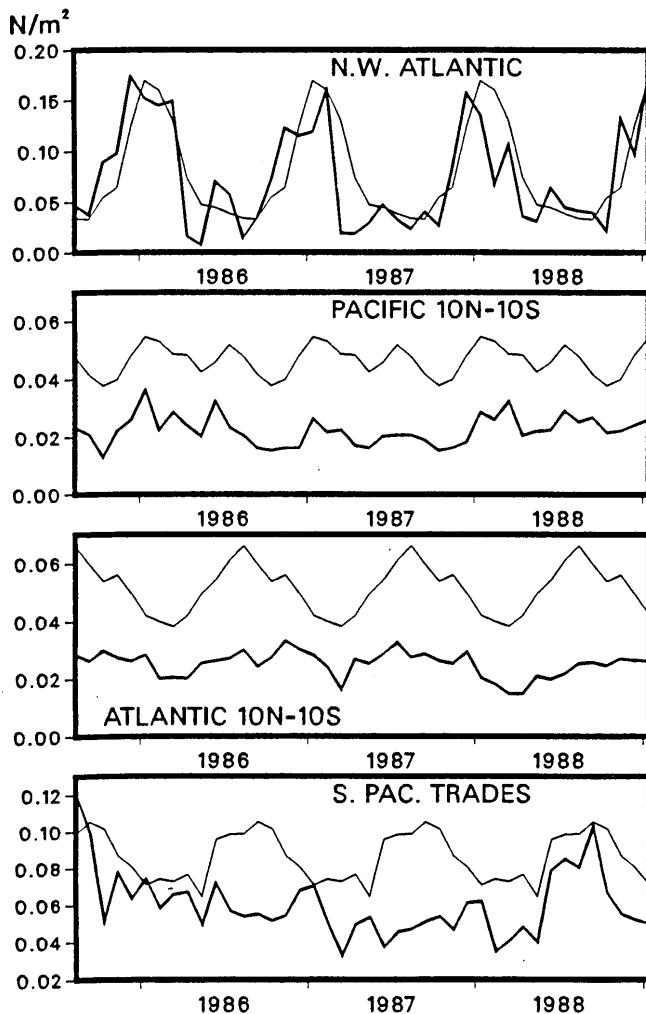


Fig. 2 Monthly means of surface stresses averaged for selected areas (NW Atlantic = 35°-63°W, 39°-45°N; S. Pacific Trades = 102°-130°W, 9.5-19.6°S). Thin line: climatology from HAN and LEE (1981), thick line: ECMWF day 1 forecasts. Note the identical annual cycles in the climatological data.

Over the North-West Atlantic there is generally a good agreement and differences are probably due to real anomalies. In each year the ECMWF values show a very sharp transition from summer to winter seasons and vice versa but not always in the same month so that a climatological annual cycle would display a more gentle transition. Largest differences can be found in the tropics. Here the variability over the Atlantic as well as the Pacific is shown to demonstrate that the clearly lower values during the ENSO event over the Pacific are due to this event and not to model changes. In the South Pacific trades the climatology shows a clear annual cycle. Such a cycle is also indicated in the ECMWF data during 1985 and 1988. The missing annual cycle during 1986 and 1987 may be due to the ENSO event. This example makes it clear that a three year period is too short for a climatological investigation.

3 LATENT HEAT FLUXES

In Fig. 3 we compare a three year mean of latent heat fluxes in the day 1 forecasts by ECMWF with climatological estimates by OBERHUBER (1988) for the season June to August. Generally positive numbers mean weaker fluxes in the ECMWF data set. Differences are especially large in the northern hemisphere tropics and subtropics, an area where also comparisons between different models by ARPE et al. (1989) have shown lowest values by the ECMWF model. There is a good chance that an anticipated model change at ECMWF, especially of the radiation scheme, will lead to increased latent heat fluxes (MORCRETTE and TIEDTKE, 1989). Only in the Indian monsoon area the ECMWF model produces larger fluxes than the estimates by OBERHUBER (1988) which is somewhat surprising as we have found above lower surface stresses in this area for the ECMWF model. For the December to February season the differences are generally smaller except near the main storm tracks for which the sample size of ECMWF data is probably too small.

Good agreement in the northern hemisphere extra-tropics can not only be found for the 3 year mean in Fig. 3 but also for the annual cycle which is shown in Fig. 4 for an area mean of the northern extra tropical Atlantic. Differences in the monthly means are probably due to real anomalies.

Impacts from the ENSO event have been found in the latent heat fluxes over the northern subtropical Pacific where the fluxes are extremely large during the winter 1986/87. However this is the only area over the Pacific where such an impact was obvious and the fact that there is an even clearer increase of latent heat flux during the ENSO period in the tropical Atlantic off Brazil raises some doubt if we see really the impact from the ENSO event.

Averages of the latent heat fluxes over all oceans and seas show a clear decrease of ECMWF values by 5 to 15 W/m² in spring 1987. At this time ECMWF revised the parametrization of surface processes over land and reduced the Charnock constant from 0.32 to 0.18. These model changes are expected to reduce the evaporation over land considerably but over the sea the smaller Charnock constant should have resulted in small changes only (BLONDIN and BÖTTGER, 1988).

Over the southern oceans including the subtropics (represented by the southern subtropical Indian ocean) we find reductions of latent heat fluxes with the revision of the analysis scheme in September 1986. LÖNNBERG et al. (1986) reported a reduction of humidity in the analysis from this change in the southern extra tropics from which one would expect more an increase of latent heat fluxes instead of the found decrease.

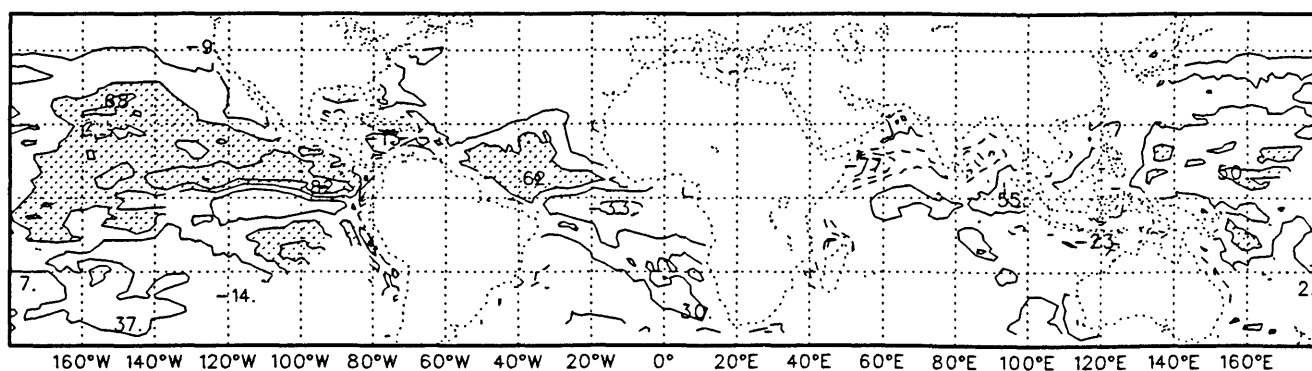


Fig 3 Difference between OBERHUBER (1988) climatology of latent heat fluxes and three year averages of day 1 forecast values from the ECMWF operational model for the June to August season. Contours every 20 W/m², negative values dashed, positive solid, areas with more than 40 W/m² are shaded.

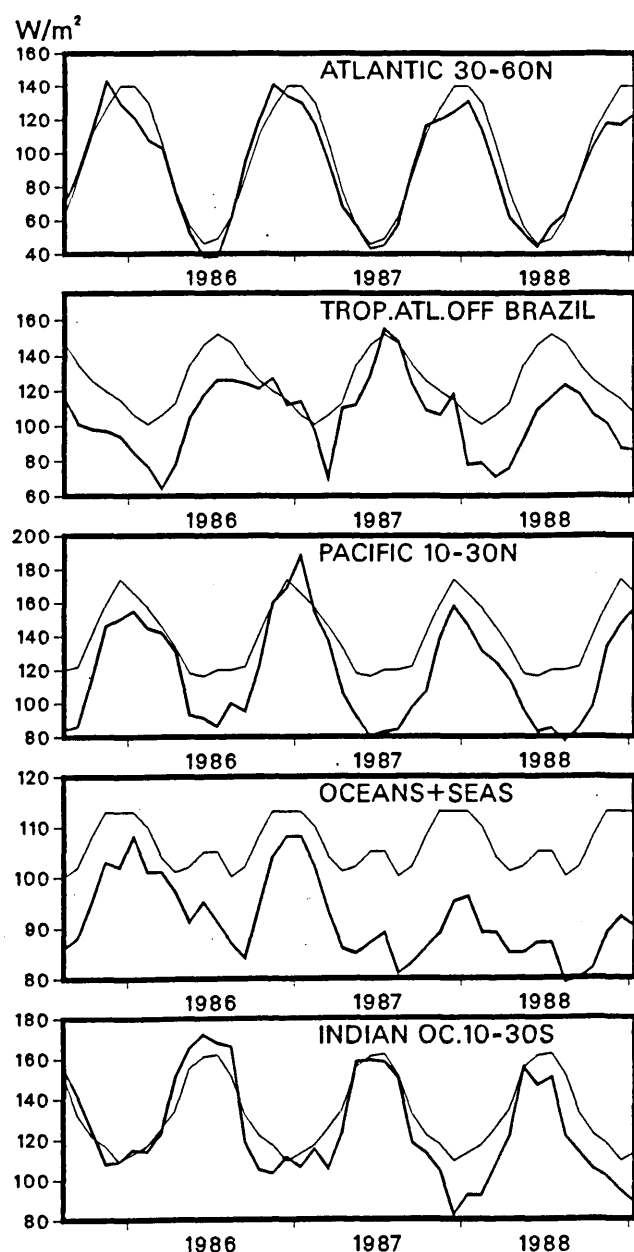


Fig 4 Monthly mean latent heat fluxes averaged for selected areas (Trop. Atl. off Brazil = 20°-36°W, 0.6°-10.6°S). Thin line: climatology from OBERHUBER (1988), thick line: ECMWF day 1 forecasts. Note the identical annual cycles in the climatological data.

4 CONCLUSIONS

Comparing ECMWF day 1 forecast values of surface fluxes with climatological estimates, we found good agreements over the northern extra tropical oceans and large differences in the tropics and subtropics as compared to inter-annual variability. However, as the differences could be due to the uncertainties of data and methods in both data sets it is not obvious on which of both data sets one should rely. Operational forecast schemes have the advantage that they can use a much wider source of data and are better equipped to check for bad observational data.

Some expected impacts from anomalies in the atmosphere and oceans have been found in the surface stresses and the latent heat fluxes but the largest variations seem still to result from changes in the analysis-forecasting scheme and this will remain a major concern when using such data for driving ocean models.

5 REFERENCES

- ARPE, K.; BURRIDGE, D.; GILCHRIST, A.: Comparison of surface stresses and latent heat fluxes over oceans in short range forecasts by ECMWF, UKMO and NMC. Proceedings of the 13th Annual Climate Diagnostic Workshop, 31 October - 4 November 1988, in press.
- BLONDIN, C.; BÖTTGER, H.: The surface and sub-surface parameterisation scheme in the ECMWF forecasting system. ECMWF Research Dept. Tech. Memo. No. 135, (1987), 48 pp.
- HAN, Y.-J.; LEE, S.-W.: A new analysis of monthly mean wind stresses over the global ocean. Climate Research Institute Report No. 26, Oregon State University, Corvallis, Oregon 97331, (1981), 148 p.
- LÖNNBERG, P.; PAILLEUX, J.; HOLLINGSWORTH, A.: The new analysis system. ECMWF Research Dept. Tech. Memo. No. 125, (1986), 21p.
- MORCRETTE, J.-J.; TIEDTKE, M.: Impact of the new radiation scheme on the ECMWF model. ECMWF Tech. Report, (1989) to be published.
- OBERHUBER, J.M.: An Atlas based on the 'COADS' data set: the budget of heat, buoyancy and turbulent kinetic energy at the surface of the global ocean. Max-Planck-Institute for Meteorology Report No. 15. Hamburg 13, Germany (1988).

Ulrich Cubasch
Max Planck Institut für Meteorologie, Hamburg

1 EINLEITUNG

Der Treibhauseffekt des Kohlendioxides kann nur mit einem gekoppelten Modell der atmosphärischen und der ozeanischen Zirkulation vollständig erfaßt werden. Bisherige Simulationen mit numerischen Modellen haben entweder den ozeanischen Wärmetransport oder die ozeanische Speicherung von Wärme und Treibhausgasen vernachlässigt, so daß man heutzutage immer noch keine zuverlässige Aussage über den Treibhauseffekt machen kann. Im Folgenden soll nun die Konstruktion sowie erste Ergebnisse eines vollständigen gekoppelten Ozean - Atmosphäre Modelles beschrieben werden.

2 DIE MODELLE

Das Atmosphärenmodell wurde am EZMW für Vorhersagezwecke entwickelt. In Hamburg wurde es für Klimasimulationen modifiziert und seine horizontale Auflösung auf T21 (d. h. ein Gitternetz von etwa 5.6°) reduziert. Seine vertikale Auflösung liegt bei 16 Schichten. Das Ozeanmodell wurde am MPI für Meteorologie speziell für Fragen der Klimaforschung entwickelt. Es besitzt eine horizontale Auflösung von etwa 4° und eine vertikale Auflösung von 10 Schichten. Beide Modelle werden mit Hilfe der am MPI entwickelten Flußkorrekturmethode gekoppelt. Der Ozean wird mit dem Wärmefluß, dem Frischwasserfluß sowie dem Windstreß, die alle von dem Atmosphärenmodell berechnet werden, angetrieben, als Gegenleistung stellt das Ozeanmodell dem Atmosphärenmodell die Meeresoberflächentemperatur sowie die Eisdicke als untere Randbedingung zur Verfügung. Da beide Modelle nur unvollständig aneinander angeglichen werden können, wird eine

Flußkorrektur angewandt, um ein Wegdriften des Gesamtsystemes zu verhindern.

Das Ozeanmodell wird zum Einschwingen 10.000 Jahre von einem ruhenden Ozeanzustand integriert, das Atmosphärenmodell wird für ein Jahr vor dem Anfang der Kopplung gerechnet.

3 ERGEBNISSE

Das gekoppelte System erweist sich als sehr empfindlich gegenüber Ungenauigkeiten in der Flußkorrektur und reagiert mit Wegdriften. Viele Versuche wurden durchgeführt, um dieses Wegdriften zu minimieren. Die Abbildung 1 zeigt: a) das Temperaturfeld wie beobachtet, b) in der obersten Schicht des Ozeans vor der Kopplung, c) nach einer vierjährigen Kopplung sowie d) die Differenz zwischen ungekoppelten und gekoppeltem Lauf für den Monat Januar. Der ungekoppelte Lauf gibt die Beobachtung mit hinreichender Genauigkeit wieder. (In Gebieten, die mit Meereis bedeckt sind, gibt die Beobachtung eine Temperatur über Eis, die Simulation jedoch die Gefriertemperatur des Meerwassers von $-1,9^\circ \text{C}$). In dem gekoppelten Experiment liegt der Temperaturfehler über weite Gebiete unter 2°C , einem Fehler, der schon zwischen zwei verschiedenen Analysen auftritt. Der größte Fehler zeigt sich in der Kuróshio Region. Ein weiteres Problemgebiet ist die Eiskante in der Antarktis. Der Eisschild verdickt sich und dehnt sich nach Norden aus. Da gerade das Eisvolumen eine der Größen ist, die man als Indikator einer Klimaänderung nimmt, wird hier noch einige Detailarbeit nötig sein.

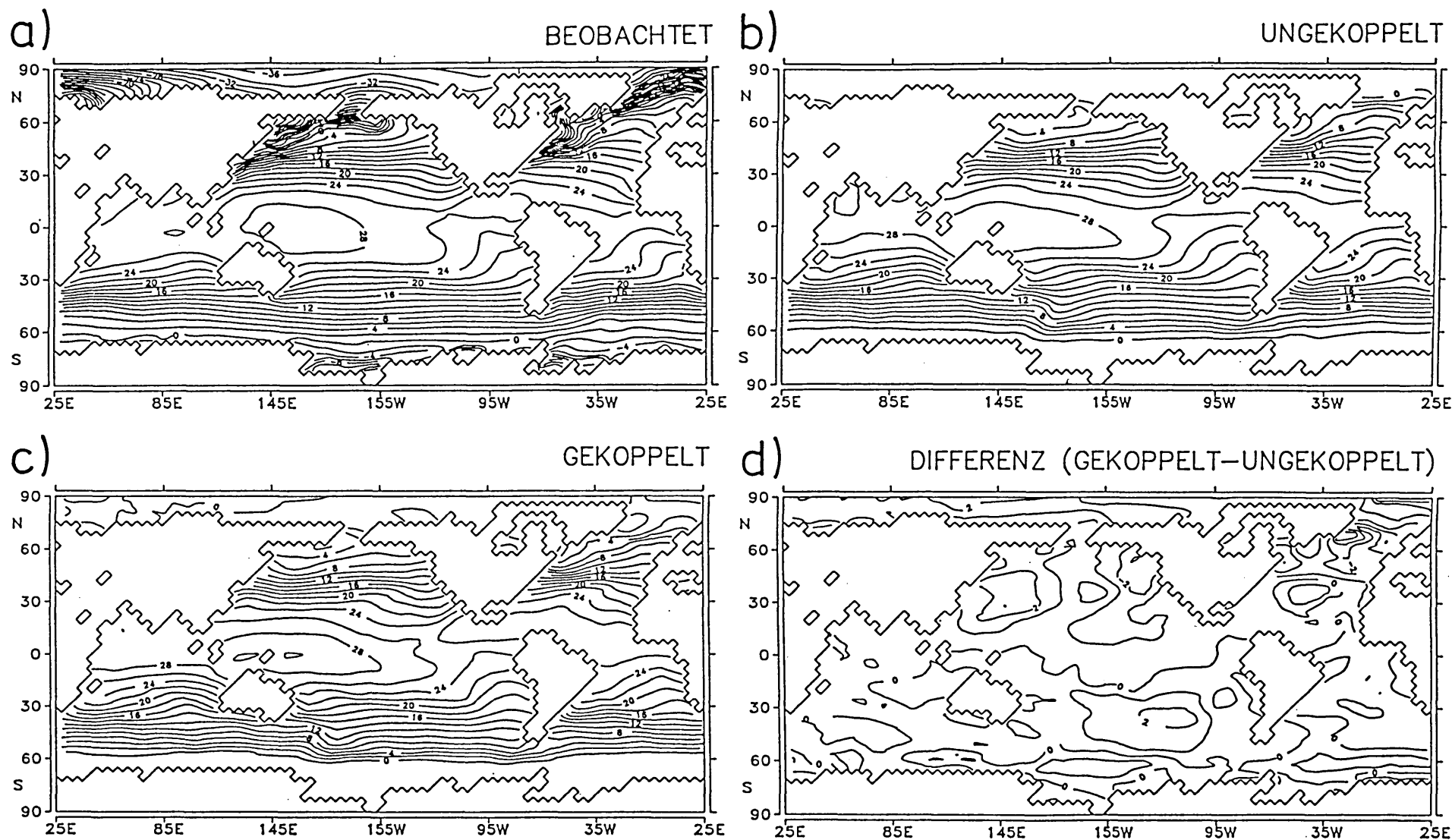


Abb.1: Die Temperatur in der obersten Schicht des Ozeans für Januar (Einheit: °Celsius)

Asynchrone Kopplung von Ozean- und Atmosphären-Modellen

Robert Sausen

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
Bundesstraße 55, D-2000 Hamburg 13

1 Einleitung

Das Studium von Klimaproblemen auf Zeitskalen länger als ein paar Monate erfordert eine interaktive Kopplung von Ozean- und Atmosphären-Modellen. Die verlässlichsten Ergebnisse erhält man mit dreidimensionalen Modellen der allgemeinen Zirkulation, da nur diese dynamische Rückkopplungen berücksichtigen können. Jedoch benötigen derartige Modelle bei *synchroner* Kopplung beider Teilsysteme sehr viel Rechenzeit, die zum größten Teil auf das atmosphärische Modell entfällt. Das beschränkt die simulierbaren Zeiträume auf wenige Jahrzehnte; ein kurzer Zeitabschnitt im Vergleich zur charakteristischen Zeit des tiefen Ozeans. Viele Problemstellungen, wie z.B. die transiente und stationäre Antwort des Klimasystems auf die anthropogen bedingte Zunahme des CO_2 -Gehalts der Atmosphäre erfordern aber Simulationszeiten von 100 Jahren und mehr.

In diesem Fall helfen *asynchrone* Kopplungstechniken weiter. Hierbei wird die Atmosphäre über einen kürzeren Zeitraum als der Ozean integriert. Während z.B. die simulierte ozeanische Zeit 10 Jahre beträgt, kann die simulierte atmosphärische Zeit nur 1 Jahr betragen. Die asynchronen Kopplungstechniken sollten so gewählt werden, daß sowohl die stationäre als auch die transiente Antwort des gekoppelten Systems auf äußere Signale ähnlich wie bei synchroner Integration ausfällt. Verschiedene Autoren haben hierzu bereits brauchbare Verfahren vorgeschlagen (z.B. Manabe und Bryan 1969, Manabe et al. 1979, Schlesinger 1979, Washington et al. 1980, Schneider und Harvey 1986, Harvey 1986, Roberts 1988); diese Methoden versagen jedoch, wenn auch die hohe Variabilität der Atmosphäre berücksichtigt wird.

2 Ein Box-Modell zum Testen von asynchronen Kopplungsverfahren

Zum Testen der Brauchbarkeit von asynchronen Kopplungsmethoden verwenden wir ein einfaches Modell. Dieses Modell sollte jedoch einige wichtige Eigenschaften von Zirkulations-Modellen simulieren können, d.h. das einfache Modell sollte nicht-linear sein, einen Antrieb mit Jahresgang besitzen, sowie eine hohe transiente Variabilität der Atmosphäre zeigen; außerdem sollten die Komponenten des Modells, die die Atmosphäre, die ozeanische Deckschicht und den tiefen Ozean darstellen, stark

unterschiedliche Zeitkonstanten besitzen. Wir benutzen folgendes Box-Modell:

$$\begin{aligned} C_A \frac{dT_A}{dt} &= R_A - \lambda_A T_A + k_1(T_{O1} - T_A) \\ C_{O1} \frac{dT_{O1}}{dt} &= R_O - \lambda_O T_{O1} - FO + k_2(T_{O2} - T_{O1}) \\ C_{O2} \frac{dT_{O2}}{dt} &= -k_2(T_{O2} - T_{O1}) \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnen T_A , T_{O1} und T_{O2} die Temperaturen von Atmosphäre, ozeanischer Deckschicht bzw. tiefen Ozean. C_A , C_{O1} und C_{O2} sind Wärmekapazitäten, $\lambda_A T_A$ und $\lambda_O T_{O1}$ die linearisierten Abstrahlungen von Atmosphäre und Ozean in den Weltraum. $FO = k_1(T_{O1} - T_A)$ ist der Wärmefluß von der ozeanischen Deckschicht in die Atmosphäre, $k_2(T_{O2} - T_{O1})$ der Wärmefluß vom tiefen Ozean in die Deckschicht, R_O ist eine Stufenfunktion von T_{O1} und parametrisiert die solare Einstrahlung in den Ozean einschließlich des nichtlinearen Eis-Albedo-Effekts (vgl. Lunkeit und Sausen, 1989).

$$R_A = R_A^{(1)} + R_A^{(2)} \sin \omega t + R_A^{(3)} \xi(t)$$

ist der solare Antrieb der Atmosphäre; er besteht aus drei Komponenten, dem Jahresmittel und dem Jahresgang sowie einem stochastischen Antrieb ($\xi(t)$ ist weißes Rauschen). Der letzte Term wird nur verwendet, um eine hohe transiente Variabilität der Atmosphäre zu erzeugen. (Die numerischen Werte der Konstanten sind in Tabelle 1 gegeben.)

$C_A = 10^7 \text{ J/(m}^2 \text{ K)}$	$R_A^{(1)} = 130 \text{ W/m}^2$
$C_{O1} = 10^8 \text{ J/(m}^2 \text{ K)}$	$R_A^{(2)} = 65 \text{ W/m}^2$
$C_{O2} = 10^9 \text{ J/(m}^2 \text{ K)}$	$R_A^{(3)} = 120 \text{ W/m}^2$
$k_1 = 10 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$	$k_2 = 0.2 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$
$\lambda_A = 0.5245 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ (control)	
$\lambda_A = 0.5144 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ (reduced)	
$\lambda_O = 0.3472 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$	

Tabelle 1: num. Werte der Konstanten

3 Ergebnisse

Mit $\lambda_A = 0.5245 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ wurde das Modell zunächst integriert bis ein Quasigleichgewicht erreicht wurde. Dieses wurde dann als Ausgangspunkt für Experimente mit reduziertem λ_A verwendet. Um die Genauigkeit verschiedener asynchroner Kopplungsmethoden zu untersuchen, wurde ein Ensemble von 20 synchron gekoppelten Experimenten mit jeweils 1000 Jahren simulierter Zeit durchgeführt, wobei der stochastische Antrieb von Experiment zu Experiment unterschiedlich ist.

Die asynchron gekoppelten Experimente werden jeweils mit dem Ensemblemittelwert der synchron gekoppelten Experimente verglichen. Für alle hier dargestellten Experimente beträgt das Verhältnis von simulierter atmosphärischer zu simulierter ozeanischer Zeit ca. 1:6.

Bei der von Gates vorgeschlagenen "periodisch-synchronen" Kopplungsmethode (Schlesinger 1979), einem speziellen asynchronen Kopplungsverfahren, folgen auf zwei synchron gekoppelte Jahre zehn Jahre, in denen nur der Ozean integriert wird (angetrieben von eingefrorenen atmosphärischen Flüssen). Dieses Verfahren versagt völlig, wenn die hohe Variabilität der Atmosphäre berücksichtigt wird. Auch die Verwendung eines "sanften" Starts nach Harvey und Schneider (1986) bringt keine entscheidende Verbesserung (Abb. 1).

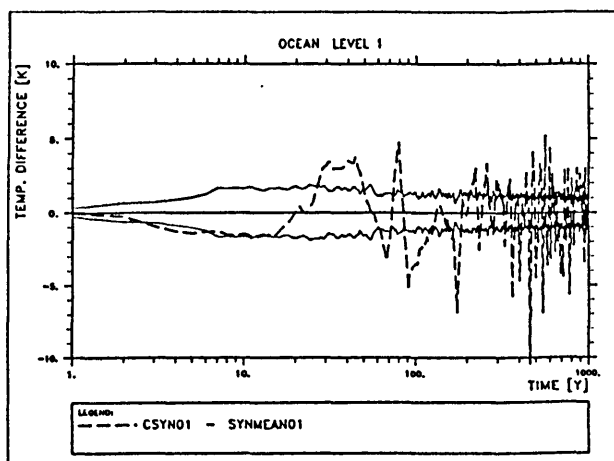


Abb. 1: Abweichung der Deckschichttemperatur bei periodisch-synchroner Kopplung vom Mittelwert der synchron gekoppelten Läufe. Die dünnen Kurven bezeichnen die Signifikanzgrenzen (95%) aus den synchron gekoppelten Experimenten.

Die periodisch-synchrone Kopplungsmethode versagt wegen der hohen internen Variabilität des Modells. So kann zufällig während eines synchronen Jahres der Ozean-Atmosphäre-Wärme fluß FO zu klein sein, dann ist er auch zu klein für die folgenden 10 Jahre reiner ozeanischer Integration. Derartige Fehler stellen sogar eine Instabilität des Modells dar.

Wir haben das periodisch-synchrone Verfahren weiterentwickelt: Während der reinen ozeanischen Integration wird nicht der Fluß aus der letzten synchronen Phase verwendet, sondern ein Wert aus einer Datenbank, die auch Informationen über frühere synchrone Perioden enthält. Während der synchronen Jahre wird die Bank gemäß

$$FO_{Bank}^{(neu)} = \frac{gF_{Bank}^{(alt)} + F_{aktuell}}{1 + g}$$

aufgefrischt.

Zur Vermeidung von unnötig großen Phasenfehlern bei diesem Verfahren werden der Jahresmittelwert und der Jahresgang von FO getrennt behandelt. Der Jahresgang wird relativ selten (mit $g = 20$ während zweier synchroner Jahre) aufgefrischt. Der Jahresmittelwert wird häufiger aktualisiert (mit $g = 4$ während 4 synchroner Monate). Zudem wird noch ein Extrapolationsverfahren für die rein ozeanische Integration verwendet. Dann liefert das Verfahren zufriedenstellende Ergebnisse (Abb. 2).

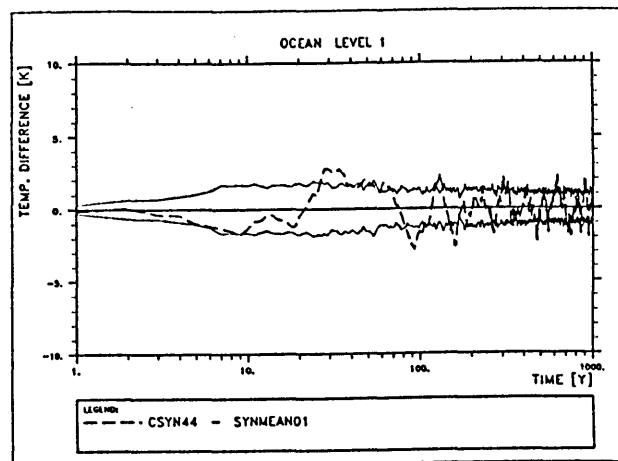


Abb. 2: Wie Abb.1, jedoch mit Verwendung eines Mittelungs- und Extrapolationsverfahrens für FO .

Literaturverzeichnis

- HARVEY, L., 1986: *J. Phys. Oceanogr.* 16, 11-24.
- LUNKEIT, F. und R. SAUSEN, 1989: Untersuchungen der Ursache der Klimadrift gekoppelter Ozean-Atmosphäre-Modellen. (In diesem Band)
- MANABE, S. and K. BRYAN, 1969: *J. Atm. Sci.* 26, 786-789.
- MANABE, S., M.K. BRYAN and M. SPELMAN, 1979: *Dyn. Atmos. Oceans*, 3, 393-426.
- ROBERTS, D., 1988: An investigation of the Gates asynchronous coupling strategy using a simple energy-balance model. Dynamical Climatology Technical Note No. 64, Meteorological Office, Bracknell, UK.
- SAUSEN, R., 1988: Asynchronous coupling of ocean and atmosphere models. In *modelling the Sensitivity and Variations of the Ocean-Atmosphere System. WCRP-15(WMO/TD-No.254)*, 280-289.
- SCHLESINGER, M.E., 1979: *Dyn. Atmos. Oceans* 3, 427-432.
- SCHNEIDER, S.H. and L.D.D. HARVEY, 1986: *J. Phys. Oceanogr.* 16, 3-10.
- WASHINGTON, W., A. SEMTNER, G. MEEHL, D. KNIGHT and T. MAYER, 1980: *J. Phys. Oceanogr.* 10, 1887-1908.

Die Wirkung der eurasischen Schneebedeckung auf das regionale und globale Klima

T.P.Barnett¹, L.Dümenil², U.Schlese², E.Roeckner², M.Latif³

¹ Climate Research Group, Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, CA 92093

² Meteorologisches Institut der Universität Hamburg, Bundesstrasse 55, 2000 Hamburg 13

³ Max-Planck-Institut für Meteorologie, Bundesstrasse 55, 2000 Hamburg 13

Seit langem wird über die potentielle Bedeutung der eurasischen Schneebedeckung für die Dynamik des globalen Klimas spekuliert. Eingebettet in großräumige Klimavariationen soll ungewöhnlich starke Schneebedeckung in Eurasien einem "schwachen" indischen Sommermonsun vorausgehen. Soweit limitierte Datensätze dies erlauben, wurde diese Hypothese empirisch untermauert.

Simulationen mit einem numerisch-physikalischen Modell der Allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre zeigen, daß sich bei einer Abweichung der Schneebedeckung Eurasiens von der klimatologischen Norm tatsächlich signifikante Änderungen des Klimasystems einstellen (1).

Das verwendete Modell erlaubt die Betrachtung des gesamten hydrologischen Zykluses einschließlich Schneefall, Schneeschmelze und Bodengewasserspeichern. Über längere Zeiträume integriert, simuliert dieses Modell erfolgreich das heutige Klima in seinem Jahresverlauf, wobei auch die Repräsentation des Sommermonsuns und des eurasischen Schneefeldes im Winter – wesentlich für die hier betrachteten Experimente – gut gelingen.

An experimentellen Modellsimulationen wird die Wirkung der beiden Extremfälle – ungewöhnlich starke und ungewöhnlich geringe Schneebedeckung – untersucht. Dazu wird das Modell so verändert, daß sich während der Schneefallperiode im Winter die doppelte (D) beziehungsweise halbe (H) Menge des von der Modell-Atmosphäre erzeugten Niederschlages als Schneedecke am Boden akkumuliert. Durch diese Vorschrift wird ein direkter Eingriff in den Energiehaushalt der Atmosphäre vermieden; die so erzeugten Schneemassenanomalien bewegen sich jedoch im Rahmen tatsächlich beobachteter Klimavariationen für das eurasische Gebiet.

In den Anfangsmonaten der Simulation, während sich die Schneedecke aufbaut, unterscheiden sich die experimentellen Simulationen nur geringfügig von der Kontrollsimulation des heutigen Klimas; erst später im Jahresgang zeigen sich die Unterschiede zwischen den Experimenten.

Die physikalischen Prozesse, über die die Schneedecke auf die Atmosphäre wirkt, sind komplexer Natur. Die Schneedecke wirkt lokal abkühlend, und zwar über eine Erhöhung der Albedo,

des Strahlungsanteils, der in den Weltraum reflektiert wird. Ausschlaggebend für die Erzeugung signifikanter Anomalien in der experimentellen Simulation ist jedoch ein anderer Effekt: Die Schneeschmelze. Die im Frühjahr stärker werdende solare Einstrahlung läßt die Energiebilanz am Boden positiv werden. Die zur Verfügung stehende Energie wird zur Erwärmung des Schnees und schließlich zur Schneeschmelze verbraucht. Im Experiment H (halbe Schneemenge) schmilzt die geringere Schneemenge sehr schnell, das vom Erdboden aufgenommene Schmelzwasser kann rasch verdunsten, und es steht genügend Energie zur Erwärmung des Erdbodens zur Verfügung.

Im D-Experiment (doppelte Schneemenge) reicht die in demselben Zeitraum zur Verfügung stehende Energie nicht aus, um den Schnee zu erwärmen und ganz zu schmelzen. Es dauert länger, bis die Schneeschmelze in einem Gebiet beendet ist. Außerdem entsteht durch die größere Schneemenge mehr Schmelzwasser, das über weite Gebiete den Erdboden sättigt. Somit wird auch der Prozeß der Verdunstung verlängert, und die Erwärmung des Bodens setzt erst spät im Jahr ein. In Eurasien bildet sich damit ein Kälte- und Feuchtereservoir, das als das Gedächtnis des Systems agiert und die durch die Schneedecke ausgelöste Anomalie verlängert.

Die Abkühlungseffekte beschränken sich jedoch nicht nur auf die bodennahen Luftschichten, sondern umfassen die gesamte Atmosphäre bis in große Höhen. Die größere Verdunstung führt lokal zu mehr Wolkenbildung und damit zu geringerer Absorption solarer Einstrahlung. Auch dieser Prozeß verstärkt und verlängert die Wirkung der Anomalie.

Gerade die Erwärmung der asiatischen Landmassen und speziell des Himalayas treibt aber die sommerliche Monsunzirkulation an. Fehlt diese Erwärmung (wie im D-Experiment), reduziert sich der meridionale Temperaturgradient und mit ihm die Luftströmung in den Kontinent hinein, da die Temperatur über dem tropischen Indischen Ozean in den verschiedenen Experimenten unverändert bleibt.

Die Abkühlung über Eurasien im Mai und Juni

(einhergehend mit einer Erhöhung des Bodenluftdrucks) erreicht im D-Experiment dieselbe Größenordnung, wie sie in "schwachen" Monsunjahren tatsächlich beobachtet wird. "Schwacher" Monsun wird durch Abschwächung des Bodenwindes vom Ozean zum Land hin charakterisiert. Gleichzeitig reduziert sich der Niederschlag über Indien und Hinterindien. In der Höhe bremsst die abgeschwächte Energiequelle im Tibetischen Hochland den tropischen Ost-Strahlstrom. Alle diese Charakteristika eines schwachen Monsuns werden im D-Experiment (doppelter Schnee) durch die Schneeanomalie im Winter ausgelöst.

Im H-Experiment treten dieselben Abweichungen auf, nur mit umgekehrtem Vorzeichen. Sie entsprechen einem verstärkten Monsun.

Das Monsungebiet ist wegen der großen Menge an Energie, die in den Niederschlagsprozessen freigesetzt wird, sowie durch aufsteigende Luftmassen eine Quelle für Masse und Energie, die beim Absinken den Subtropen und mittleren geographischen Breiten zugutekommen. Außer den regionalen Effekten auf den Monsun kommen in den D- und H-Experimenten deshalb auch globale Abweichungen von der Kontrollsimulation vor. So beschränkt sich die Modifikation des Bodendruckfeldes im D-Experiment nicht auf eine Erhöhung des Boden-drucks über Asien, sondern erweitert sich im späten Frühling auf eine gleichzeitige Erniedrigung des Bodendrucks über Nordamerika und dem Nordatlantik. Dieses Muster der Anomalie stimmt mit entsprechenden Beobachtungsdaten aus "schwachen" Monsunjahren überein.

Diese Fernwirkung der Schneeanomalien erklärt sich durch eine größere Umschichtung atmosphärischer Masse in den mittleren und hohen Breiten der Nordhemisphäre, die in den Monaten Mai bis August stattfindet.

In den Tropen wird im D-Experiment im Frühsommer in großen Höhen eine Anomalie im Massenfeld gefunden, die durch eine Verschiebung und geringere Aktivität der Niederschlagsgebiete im Monsunbereich ausgelöst wird. Im April und Mai treten außerdem aufgrund der Veränderung der Bodenkonvergenz im westlichen Pazifik, die mit den Störungen der Niederschlagsgebiete einhergeht, kurzzeitig signifikante Anomalien im Bodenwindfeld auf. Diese tropischen Anomalien gleichen denen, die in Warm- (D) bzw. Kaltphasen (H) von El Niño/Southern Oscillation Ereignissen (ENSO) beobachtet werden. Dieses Ergebnis ist besonders interessant, denn mit Beobachtungsdaten konnte eine Verbindung zwischen den Phänomenen Monsun und ENSO belegt werden. Die Windstreßanomalie im Zentrum des Pazifiks gleicht im Muster der von beobachteten El Niño Ereignissen,

ihr Wert ist aber nur halb so groß. Trotzdem ist die Anomalie in der Lage, in einem Ozeanmodell, das mit den im D-Experiment erzeugten Windstreßfeldern angetrieben wird, bzw. in einem gekoppelten Modell des Systems Atmosphäre D/Ozean El Niño-ähnliche Ereignisse auszulösen.

Diese Ereignisse sind kurzlebig und schwach, stimmen jedoch qualitativ mit individuellen beobachteten Ereignissen überein. Es kann hier aber nur von einer auslösenden Funktion und nicht von einem Antrieb des El Niño-Phänomens gesprochen werden, da die Zeitbereiche, in denen die Schneeanomalien wirksam sind, wesentlich kürzer sind als die des ENSO selbst, das alle zwei bis sieben Jahre auftritt. Die Bedeutung der Experimente liegt in ihrem Hinweis auf die zusätzliche Rolle von Landoberflächenprozessen (wie der anomalen Schneebedeckung) innerhalb der Vorgänge, die das ENSO Phänomen bestimmen, wie sie bisher nicht in dieser Art vermutet wurde.

Literaturverzeichnis

BARNETT, T., L. DÜMENIL, U. SCHLESE, E. ROECKNER und M. LATIF 1989: The Effect of Eurasian Snow Cover on Regional and Global Climate Variations. *J. Atmos. Sci.*, in press.

GROBSKALIGE SCHWINGUNGSVORGÄNGE IN DER ATMOSPHÄRE UND IM HAMBURGER KLIMA-MODELL T21

M. Barbulescu und P. Speth
Institut für Geophysik und Meteorologie
der Universität Köln
Kerpenerstr. 13
5000 Köln 41

1 Einleitung

Bereits in einfachen Atmosphärenmodellen findet man Eigenschwingungen, die sogenannten externen Rossby-Wellen, welche sich in ihrer horizontalen und vertikalen Struktur theoretisch beschreiben lassen (Laplace-Theorie, Longuet-Higgins, 1968). Dies gilt jedoch nicht für die reale Atmosphäre, wo eine analytische Lösung u.a. wegen der Existenz realer Windverhältnisse (z.B. Scherung) unmöglich ist. Ein Vergleich der in der realen Atmosphäre oder in numerischen Modellen auftretenden horizontalen und vertikalen Strukturen wandernder Wellen mit den theoretisch erwarteten Strukturen aus der Laplace-Theorie sollte jedoch Hinweise auf externe Rossby-Wellen geben. Die vorliegende Untersuchung führt einen solchen Vergleich für die Atmosphäre sowie für das Hamburger T21-Modell durch. Ihr Vorteil liegt in der Länge der vorhandenen Zeitreihen (8 Jahre Analysen, 10 Jahre Modell) und der globalen Verfügbarkeit der Daten.

Das Datenmaterial und die verwendete Untersuchungsmethode werden in Abschnitt 2 vorgestellt, die wichtigsten Ergebnisse findet man in Abschnitt 3, Abschnitt 4 enthält eine Zusammenfassung mit anschließendem Ausblick.

2 Datenmaterial und Untersuchungsmethode

Am Klima-Rechenzentrum in Hamburg standen tägliche initialisierte globale Analyse-Daten des ECMWF (Zeitraum 9/79-12/88) sowie ein gleich strukturierter Datensatz für den CTRL-S-Lauf des Hamburger T21-Modells zur Verfügung (10 Modelljahre, Beginn 1.1.83). Daraus wurden zunächst für jeden Tag Fourier-Koeffizienten des Geopotentials bis zur zonalen Wellenzahl 8 auf 59 Breitenkreisen (87°N-87°S) und 13 verfügbaren Niveaus berechnet. Die so erhaltenen Zeitreihen wurden dann einer zeitlichen spektralen Untersuchung mit Hilfe der Methode von Hayashi unterzogen. Diese Methode erlaubt die Trennung stationärer und nach Osten/Westen wandernder rein transienter Anteile von Schwingungsvorgängen (Hayashi, 1977; 1979, 1982). Die Energiespektren der nach Osten und Westen wandernden Wellen-Anteile werden in der vorliegenden Untersuchung als Grundlage für einen Vergleich mit der Theorie benutzt. Diese Spektren werden hier für die zonale Wellenzahl 1 und den Nordwinter im 300mb-Niveau dargestellt. Als Winter

wird der Zeitraum von 96 Tagen, beginnend mit dem 1. Dezember definiert.

3 Ergebnisse

Im Periodenbereich um 20 Tage bei den westwärts wandernden Wellen existiert ein ausgeprägtes Maximum bei der zonalen Wellenzahl 1 zwischen 50°N und 75°N, welches erheblich höhere Absolutwerte aufweist als dasjenige der im selben Periodenbereich ostwärts wandernden Wellen (Bild 1). Das erwartete Gegenstück des erwähnten Maximums auf der Südhalbkugel ist erheblich schwächer ausgeprägt wegen des herrschenden Südsommers, jedoch deutlich zu erkennen. Diese Ergebnisse sind das Resultat der Winter 79/80, 81/82, und 83/84, wo die Maxima sehr deutlich sind. Die restlichen Jahre lassen keine eindeutigen Strukturen erkennen, insbesondere im El Nino-Jahr 1982/83 erkennt man keine Unterschiede zwischen ostwärts und westwärts wandernden Wellen. Schreibt man die beobachteten Maxima der theoretisch erwarteten Struktur der 16-Tage-Welle zu, so kann man feststellen, daß sie mit der Theorie konsistent sind. Der prozentuale Anteil der Welle 1 zur Summe der Wellen 1-8 für die Analysen beträgt im Periodenbereich um 16 Tage mehr als 50 % (nicht gezeigt). Zur Verdeutlichung der vertikalen Struktur dient Bild 3, wo die Amplitude über das Frequenzband von 13-21 Tagen für die zonale Welle 1 aufgetragen ist. Die Theorie fordert eine exponentielle Zunahme der Amplitude mit der Höhe, die auf der Nordhalbkugel sehr gut erfüllt ist. Für die Südhalbkugel erhält man dagegen keine Zunahme mit der Höhe. Mit diesen Ergebnissen kann die Identifikation der aus der Literatur bekannten 16-Tage-Welle als gesichert gelten (Madden, 1978, 1979; Speth & Madden, 1983, Ahlquist, 1982, 1985).

Der Vergleich mit dem T21-Modell läßt auf der Nordhemisphäre ebenfalls bei der zonalen Wellenzahl 1 ein Maximum um 16 Tage bei den westwärts wandernden Wellen erkennen, allerdings schwächer ausgeprägt als bei den Analysen (Bild 2). Die Maxima auf der Südhemisphäre sind aufgrund der vielen auftretenden kurzen Perioden nicht interpretierbar, da in der realen Atmosphäre solche Schwingungen nicht beobachtet werden (vgl. Bild 1). Diese treten in allen Modelljahren bei den zonalen Wellenzahlen 1 und 2 auf. Die vertikale Struktur für die Nordhalbkugel lie-

fert keinen völlig eindeutigen Hinweis für das Vorliegen einer externen Rossby-Welle (nicht gezeigt).

4 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegenden Ergebnisse für den Winter lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

Die Analysen zeigen in der Hälfte aller vorhandenen Winter vor allem auf der Nordhalbkugel eine sehr gute Konsistenz mit den aus der Theorie bekannten horizontalen und vertikalen Strukturen. Die aus der Literatur bekannten Periodenbereiche werden bestätigt. Auf der Südhemisphäre und in den restlichen Jahren sind die Resultate weniger eindeutig.

Der Vergleich mit dem Modell ergibt auf der Nordhalbkugel eine gute Wiedergabe der in der Atmosphäre gefundenen Strukturen. Auf der Südhemisphäre treten bei den langen Wellen in allen Jahren in der Natur nicht beobachtbare kurze Schwingungen auf.

Zu einer Erweiterung der bisherigen Untersuchungen sollen horizontale und vertikale Kohärenz-Spektren beitragen um zu klären, ob die beobachteten Maxima auf beiden Hemisphären und in verschiedenen Niveaus phasengleich auftreten, was ein weiterer notwendiger Hinweis auf externe Rossby-Wellen wäre. Die Untersuchungen sollen ferner auf die anderen Jahreszeiten ausgedehnt werden.

Literatur:

- Ahlquist, J.E., 1982: Normal Mode Global Rossby Waves: Theory and Observations. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 193-202
- Ahlquist, J.E., 1985: Climatology of Normal Mode Rossby Waves: Theory and Observations. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2059-2068
- Hayashi, Y., 1977: On the coherence between progressive and retrogressive waves and a partition of space-time power spectra into standing and traveling parts. *J. Appl. Meteor.*, **16**, 368-373
- Hayashi, Y., 1979: A generalized method of resolving transient disturbances into standing and traveling waves by space-time spectral analysis. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1017-1029
- Hayashi, Y., 1982: Space-time spectral Analysis and its applications to atmospheric waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 156-171
- Longuet-Higgins, M.S., 1968: The eigenfunction of Laplace's tidal equations over a sphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A262**, 511-607
- Madden, R.A., 1978: Further evidence of traveling planetary waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1605-1618.
- Madden, R.A., 1979: Observations of Large-Scale Traveling Rossby-Waves. *Review of Geophysics and Space Physics*, **17**, 1935-1949.
- Speth, P. and R.A. Madden, 1983: Space-Time Spectral Analysis of Northern Hemisphere Geopotential Heights. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1086-1100

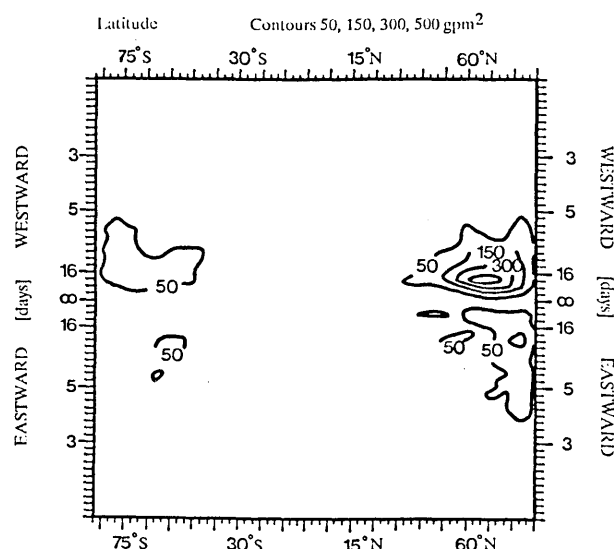


Bild 1: Spektrum der wandernden Geopotential-Wellen der zonalen Wellenzahl 1, 300 hPa, Analysen Winter 79/80 - 86/87

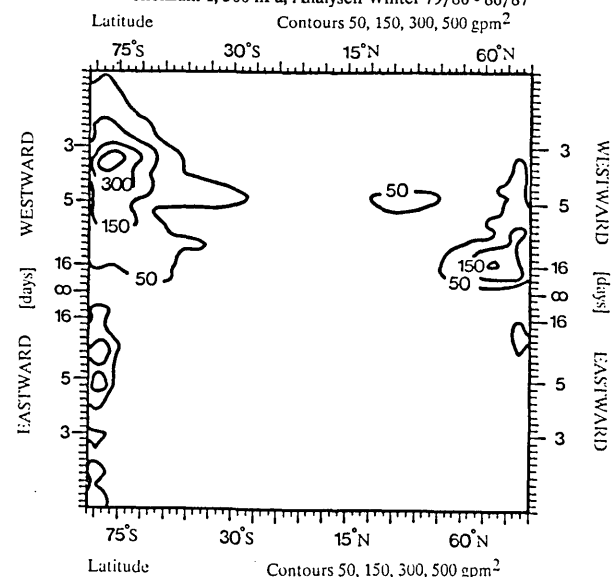


Bild 2: Spektrum der wandernden Geopotential-Wellen der zonalen Wellenzahl 1, 300 hPa, Modell T21 Winter 02/03 - 10/11

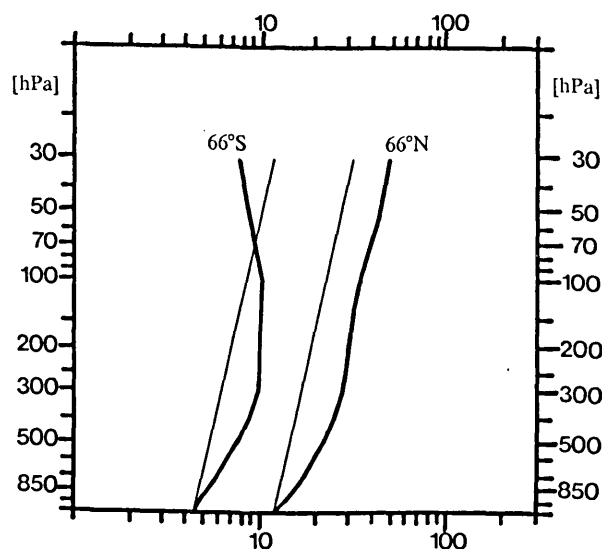


Bild 3: Amplitude [gpm] über das Frequenz-Band um 16 Tage für die zonale Welle 1, links 66°S, rechts 66°N, Analysen Winter 79/80 - 86/87
Die Gerade bezeichnet den exponentiellen Verlauf

KLIMATRENDS IM WINDFELD ÜBER SEE

Hans-Jörg Isemer und Lutz Hasse

Institut für Meereskunde, Düsternbrooker Weg 20, 2300 Kiel 1

1 MOTIVATION

Für Untersuchungen von Änderungen klimarelevanter Parameter über den Ozeanen werden vielfach die meteorologischen Beobachtungen von Handelsschiffen aus den vergangenen etwa 150 Jahren ausgewertet. Dabei ist der Betrag der Windgeschwindigkeit W ein Schlüsselparame-ter u.a. bei der Bestimmung des turbulenten Wärme- und Impulsaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre. Die Zeitreihen historischer Daten von W sind hinsichtlich der Beobachtungsmethoden nicht homogen: W wurde in Segelschiffszeiten als Beaufort (Bft.)-Stärke nach der Segelführung des Schiffes, mit Aufkommen der Dampfschiffe nach dem Zustand der Wasseroberfläche geschätzt. Ab etwa 1960 nimmt die Anzahl von Schiffen zu, auf denen W mit Anemometern gemessen wird. Daher müssen echte Klimasignale von Artifakten, die durch sich ändernde Beobachtungsmethoden entstehen, getrennt werden.

2 DATEN

Aus den Archiven des Seewetteramtes (SWA) in Hamburg wurden etwa 8 Millionen individuelle Schiffsbeobachtungen übernommen, die im Zeitraum 1861 bis 1985 im Atlantik südlich von 20°N getätigt wurden.

3 TRENDS IM WINDFELD ÜBER SEE

Die Windbeobachtungen aus einem Teil dieses Kollektives (20°N bis 20°S , sowie in küstennahen Feldern südlich von 20°S) wurden - getrennt nach 10 Grad Feldern - zu Zeitreihen von Monatsmitteln reduziert und diese einer Analyse hinsichtlich eines linearen Trends unterzogen. In sämtlichen bisher untersuchten Feldern zeigt W einen negativen Trend von etwa 1880 bis 1939 (Zeitraum I) sowie einen positiven Trend von 1951 bis 1985 (Zeitraum II). Die berechneten Regressionskoeffizienten sind in den meisten Feldern signifikant von Null verschieden. PETERSON und HASSE (1987) haben aus Schiffsdaten im Englischen Kanal eine signifikante Verschiebung der Bft.-Verteilung zu niedrigeren Bft.-Stärken von der Periode 1855-99 zur Periode 1900-15 festgestellt. FLOHN und KAPALA (1987) bestätigen den Trend in Zeitraum II auf Schiffsrouten im äquatorialen Weltmeer, nach RAMAGE (1987) handelt es sich

sogar um ein globales Phänomen, das ausschließlich durch sich ändernde Beobachtungsmethoden induziert ist. Er spekuliert, daß der zunehmende Anteil von Messungen den positiven Trend ab 1951 hervorruft. Eine Auswertung der uns vorliegenden Daten getrennt nach Messungen und Schätzungen bestätigt diese Annahme nicht. Auch die Kollektive, die nur aus Schätzungen bestehen, ergeben positive, zumeist signifikante Trends. Analysiert man Schätzungen und Messungen gemeinsam (wie bisher durchweg üblich), ergeben sich bei Benutzung verschiedener Bft.-Skalen Unterschiede in den berechneten Trends (Tab.1). Der zunehmende Anteil von Messungen induziert nicht den analysierten Trend, er verstärkt diesen aber bei Verwendung der offiziellen Bft.-Skala der WMO.

Tabelle 1: Lineare Trends von W (m/s) in den Feldern 523 ($30/40^{\circ}\text{W}$, $20/30^{\circ}\text{S}$) und 012 ($20/30^{\circ}\text{W}$, $10/15^{\circ}\text{N}$) im Atlantik (sämtlich signifikant mit 5% Irrtumswahrscheinlichkeit von Null verschieden).

Zeitraum I	523	012
W (Schätzungen):	-1.34	-1.44
<hr/>		
Zeitraum II		
W (Schätzungen) :	+1.18	+1.06
W (Schätzungen und Messungen)		
WMO-Skala :	+1.72	+1.20
KAUFELD-Skala :	+0.68	+0.84
CMM-IV - Skala :	+1.06	+0.68

Ziel unserer Untersuchungen ist eine Kalibrierung historischer Zeitreihen des Windes durch Vergleich mit unabhängigen Daten. Optimal dafür wäre ein synoptischer Vergleich mit den Messungen des Bodenluftdrucks p der Handelsschiffe durch die Jahrzehnte. Dieser Vergleich ist aber wegen der oft unzureichenden Datendichte problematisch. Allerdings kann ein Vergleich mit Differenzen gemittelter Druckbeobachtungen zumindest eine Beurteilung des analysierten Windtrends ermöglichen. Exemplarisch haben wir Zeitreihen von Monatsmittelwerten des beobachteten Windes im Feld 012 im Atlantik ($20/30^{\circ}\text{W}$, $10/15^{\circ}\text{N}$) mit monatlichen meridionalen Druckdifferenzen dp über dieses Feld hinweg verglichen. Dieses Feld wurde

wegen der in den meisten Monaten geringen synoptischen Variabilität des Windes (Passatgebiet) ausgesucht. Der analysierte Trend in W ist auch signifikant in der zonalen Windkomponente U feststellbar (U ist in allen Jahreszeiten negativ), und die Korrelation zwischen dp einerseits und U bzw. W andererseits ist befriedigend (Tab.2). Bei größerer synoptischer Variabilität (z.B. im Feld 523 im Südatlantik) resultieren geringere Korrelationen der Monatsmittelwerte von dp und W: dp ist dort kein geeigneter Index zur Beurteilung des Trends von U und W.

Tabelle 2: Vergleich von Jahresmittelwerten, Korrelations- (KORR) und Regressionskoeffizienten (REGR) sowie linearen Trendänderungen (TREND) in Feld 012 im Nordatlantik. Sämtliche statistischen Angaben sind signifikant ($\alpha=5\%$).

	Zeitraum I	II
W (m/s)	7.9	7.7
U (m/s)	-4.0	-3.8
dp (hPa)	2.4	2.5
KORR(U,W)	-0.62	-0.59
KORR(W,dp)	+0.40	+0.46
REGR(W,dp)	+0.53	+0.54
TREND(W), (m/s)	-1.44	+1.06
TREND(U), (m/s)	+1.13	-0.69
TREND(dp), (hPa)	-0.70	+0.36
TREND(dp _s), (hPa)	-0.68	+0.45

Die analysierten Trends von dp (Tab.2) sind signifikant und weisen dasselbe Vorzeichen wie bei W auf. Für eine Verifizierung des Trendes von W aus der Regressionsbeziehung REGR(W,dp) ist der Korrelationskoeffizient allerdings zu klein. Der aus dem Trend von U unter Annahme gleicher relativer Änderungen von geostrophischem Wind und Bodenwind bestimmte Trend dp_s stimmt bemerkenswert gut mit den analysierten Trends

von dp überein (Tab.2). Der Trend in der zonalen Windkomponente U muß also als ein echtes Klimasignal interpretiert werden. Wir schließen daraus, daß in beiden Zeiträumen der bedeutendere Anteil des analysierten Trends des Betrages der Windgeschwindigkeit aus dem Luftdruckgradienten erklärt werden kann und damit real ist.

4 ZUSAMMENFASSUNG

Systematische Einflüsse durch einen zunehmenden Anteil von Anemometermessungen sind nicht, wie vielfach angenommen, die Ursache für die analysierten Trends im Windfeld. Wertet man Schätzungen und Messungen zusammen aus, üben die Messungen allerdings einen modifizierenden Einfluß auf den analysierten Trend aus, dessen Ausmaß von der benutzten Bft.-Skala bei der Umrechnung der Schätzungen abhängt. Wir empfehlen daher dringend, nur Beaufortschätzungen für Klimauntersuchungen des Windes über See zu verwenden.

Im Passatgebiet des Nordatlantik haben wir exemplarisch den analysierten Trend im Windfeld aus monatlich gemittelten Bodenluftdruckdaten bestätigen können. Genauere quantitative Aussagen werden nur durch synoptische Vergleiche von W mit z.B. dp möglich sein.

5 LITERATUR

FLOHN, H. und A.KAPALA, 1988: Regional Variability of Trends (1949-79) of Surface Parameters in Equatorial Oceans. Trop.Ocean-Atmos.Newslett., 45, 4-7.

PETERSON, E.W. und L.HASSE; 1987: Did the Beaufort Scale or the Wind Climate Change? J.Phys.Oceanog., 17, 1071-1074.

RAMAGE, C.S., 1987: Secular Change in reported Surface Wind Speed over the Ocean. J.Clim.Appl.Met., 26, 525-528.

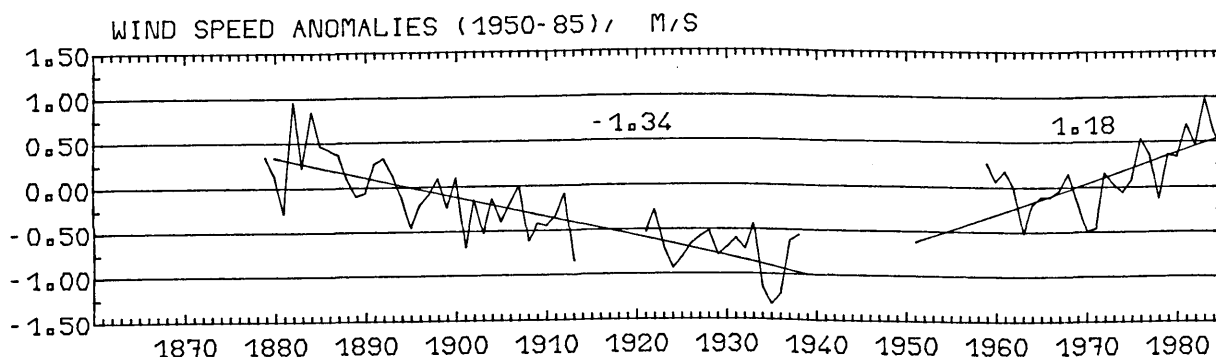


Abbildung 1: Jahresanomalien des Betrages der Windgeschwindigkeit im Feld 523. Die eingezeichneten Regressionsgraden wurden aus den monatlichen Anomalien bestimmt. Jahresanomalien sind nur gezeichnet, wenn sämtliche 12 Monatswerte berechnet werden konnten.

DIAGNOSE DER ITCZ ÜBER AFRIKA

M. Hantel (Wien), E. Ruprecht (Kiel), P. Speth (Köln)

1 EINLEITUNG

Die *innertropische Konvergenzzone* (ITCZ) ist das Gebiet maximaler Konvektion im Zentrum der Tropen. Die submesoskaligen Prozesse der konvektiven Skala in diesem Bereich sind bisher nur unzureichend verstanden. Im Rahmen des Deutschen Klimaforschungsprogramms wird ein Projekt gefördert, das zur Aufklärung der ITCZ-Mechanismen beitragen soll und über das hier berichtet wird. Dabei steht der diagnostische Aspekt im Vordergrund.

Die Arbeiten konzentrieren sich auf die ITCZ im afrikanischen Sektor. Sie wird als die Zone

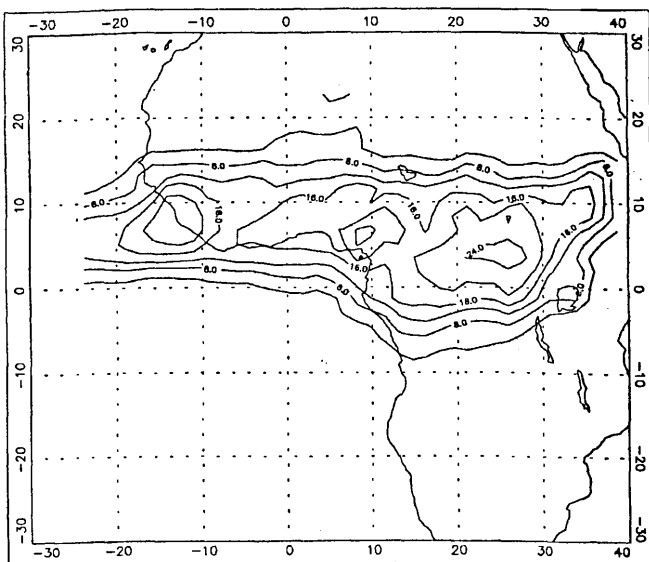


Bild 1 Bedeckung mit hohen Wolken in Prozent (Helligkeitstemperatur ≤ 243 K). Infrarot-Daten von METEOSAT (Mittel aus 6.00 und 18.00 GMT). Mittel über Mai und Juni 1979. Das Feld wird im vorliegenden Diagnosemodell auf Bodenniederschlag umgerechnet.

des Maximums der hohen Bewölkung definiert (Bild 1); es fällt mit dem beobachteten Niederschlagsmaximum zusammen. Die ITCZ erscheint im Mai und Juni in 5-10°N.

Dieses einfache Bild wird durch die *easterly waves* (ew's) und *squall lines* (sl's) modifiziert. Diese Prozesse sind von der ITCZ verschieden, wenn auch mit ihr in Wechselwirkung. Sie hängen mit dem weiter nördlich verlaufenden *African easterly jet* (AEJ) zusammen. Ziel der vorliegenden Mitteilung ist es, diesen Komplex zu in-

terpretieren. Dabei werden insbesondere die submesoskaligen vertikalen Eddy-Flüsse als neue diagnostische Parameter herangezogen.

2 DATEN

Die Monate Mai/Juni 1979 werden untersucht. Ausgangsdaten sind der *final level III-b data set* (EZMW, Reading) plus METEOSAT-IR-Bilder plus synoptische Niederschlagsfelder. Das Diagnosepaket umfaßt synoptische Satelliten-, kinematische, Regen- und Haushaltsanalysen mit einer zeitlichen/horizontalen/vertikalen Auflösung von 6h/2.5°/100hPa.

3 ENERGIEHAUSHALTE

Mit den EZMW-Daten werden die Haushalte von Masse, Wärme und Feuchte dargestellt. Die Divergenz in der Grenzschicht ist stark konvergent in der Zone 15°N, divergent dagegen in ca. 5°N, wo die ITCZ liegt (Ruprecht et. al., 1989). Dies widerspricht dem üblichen Lehrbuchschema.

Die Energiehaushalte gestatten die Diagnose von submesoskaligen Eddy-Flüssen von Wärme (w , sensibler Wärmefluß) und Feuchte (f , latenter Wärmefluß):

$$w = g^{-1} c_p \overline{T' \omega'}; \quad f = g^{-1} L \overline{q' \omega'} \quad (1)$$

Das Verfahren ist beschrieben bei Emeis (1985) und Hantel (1987). Die Felder beider Flüsse im Druckniveau 800 hPa zeigt Bild 2. Man erkennt ein Maximum von f im Bereich der ITCZ (vergleichbar mit Bild 1), ein Maximum von w jedoch in 10-15°N. Beide sind deutlich getrennt.

4 Interpretation

Im Rahmen dieses Projektes wurden 6 Fälle von ew's über Westafrika untersucht; danach gibt es eine südliche, durch barotrope, und eine nördliche, durch barokline Prozesse dominierte Zugbahn (Speth und Sperling, 1989). Ferner sind die ew's in einem Korridor aufwärts gerichteter Flüsse eingebettet (Burkhardt und Sperling, 1989).

Bild 2 unterstreicht diese Vorstellung. Bei kürzeren Zeitmitteln korreliert das Maximum von w mit der nördlichen, das von f mit der südlichen

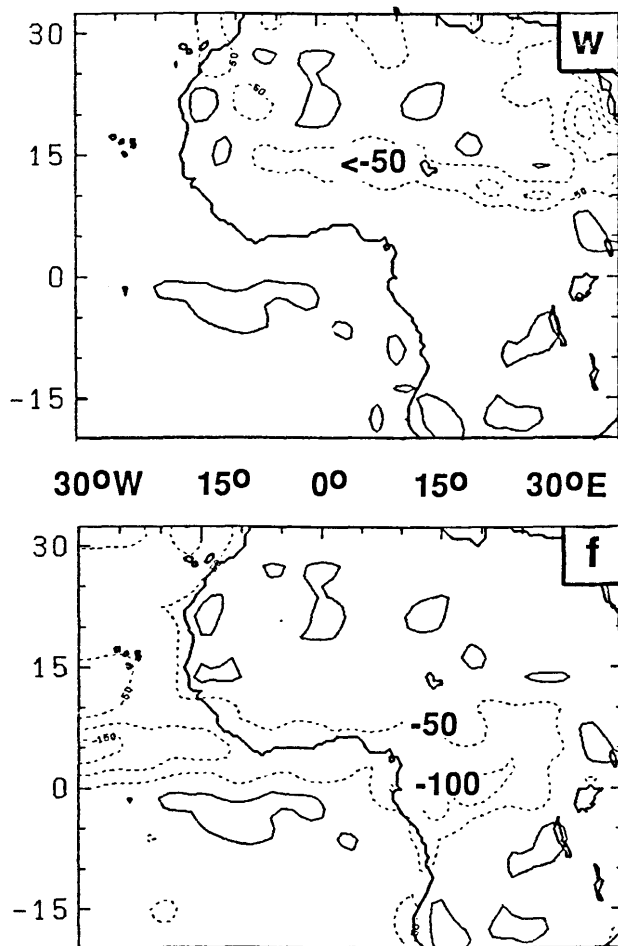


Bild 2 Submesoskalige vertikale Eddy-Flüsse von Wärme und Feuchte (w, f) durch Niveau 800 hPa, Mai 1979, negative Werte (gestrichelt) aufwärts gerichtet. Abstand der Isolinien 50 W/m².

Zugbahn der ew's. Die Zugbahnen sind durch den AEJ getrennt.

Dieser Zusammenhang ist in Bild 3 skizziert. Nur die äquatorwärts des AEJ wandernden Wellen beeinflussen die Konvektion. Nördlich des AEJ gibt es kaum Wolken, trotzdem aber Konvergenz in der Grenzschicht. Das ist mit dem Maximum von w in Einklang (trockene Konvektion im Hitzetief über der Sahara). Andererseits scheint die bodennahe Divergenz im Kern der ITCZ die Konvektion nicht zu behindern. Diese muß also durch andere Mechanismen gesteuert werden.

Ein auch nicht befriedigend gelöstes Problem ist die Rolle der sl's über Westafrika. Sie sind mit dem Niederschlag in dieser Region eng verknüpft und wurden in Feuchtehaushalten diagnostiziert (Peters und Tetzlaff, 1988). Bisher konnten sie in den mesoskaligen Haushalten nicht wiedergefunden werden.

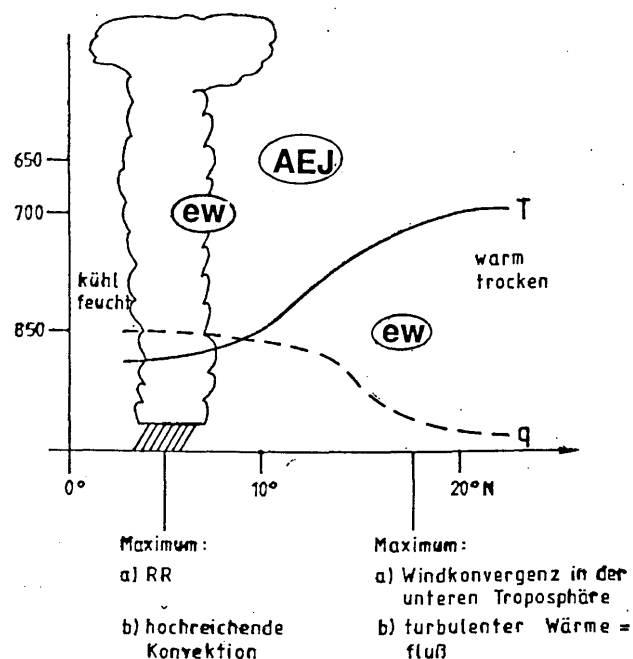


Bild 3 Schematischer Schnitt durch Atmosphäre über West-Zentralafrika. Abszisse: geographische Breite. Ordinate: Druck (hPa). ew: Lage der nördlichen und südlichen ew-Zugbahnen. AEJ: *African easterly jet*. Volle Linie (T): Isotherme ca. 20°C; gestrichelte Linie (q): Isohyete ca. 10g/kg.

5 LITERATUR

- Burkhardt, T., und T. Sperling (1989): Horizontale Wellen und vertikale Flüsse in der innertropischen Konvergenzzone über Afrika. *Ann. d. Meteorol.* (N.F., dieses Heft)
- Emeis, S. (1985): Subsynoptic vertical heat fluxes in the atmosphere over Europe. *Bonner Meteorol. Abh.* 32, 106 + VIII pp.
- Hantel, M. (1987): Subsynoptic Vertical Heat Fluxes from High-Resolution Synoptic Budgets. *Meteorol. Atmos. Phys.* 36, 24-44
- Peters, M., and G. Tetzlaff (1988): The Structure of West African Squall Lines and Their Environmental Moisture Budget. *Meteorol. Atmos. Phys.* 39, 74-84
- Ruprecht, E., M. Hantel, and P. Speth (1989): ITCZ-Diagnostics over Africa for May/June of FGGE. 18th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology, AMS, San Diego, May 16-19, 1989
- Speth, P., and T. Sperling (1989): Easterly Waves over Africa during FGGE. 18th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology, AMS, San Diego, May 16-19, 1989

SIND GROBGITTER-GCMs NOCH VON AKTUELLER BEDEUTUNG?

Dirk Popielas, Hans-F. Graf

Humboldt-Universität zu Berlin

Sektion Physik, Bereich Meteorologie und Geophysik

DDR 1162 Berlin

Bei dem hier benutzten CCAS-B Modell handelt es sich um die Berliner Version des von Gates und Alexandrov 1981 auf der Basis des OSU-GCM's entwickelten 2-Schichten-Grobgittermodells.

Für Ausbildungszwecke sind ähnliche Modelle von Bedeutung, weil sie eine wichtige Hilfe bei der Vermittlung von Eigenschaften der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation, der Komplexität des klimatischen Systems und auch der Nichtlinearität der zwischen den Subsystemen ablaufenden Prozesse darstellen. Außerdem ermöglichen Grobgittermodelle, für Forschungszwecke kostengünstig lange Integrationen durchzuführen und somit globale klimatische Anomalien und Prozesse zu studieren.

Das CCAS-B Modell widerspiegelt im wesentlichen die qualitativen Eigenschaften der atmosphärischen Zirkulation richtig. Abweichungen wie zum Beispiel eine Erhöhung des meridionalen Temperaturgradienten sind wahrscheinlich durch eine Unterdrückung des Wirbeltransports von Wärme, Feuchte und Energie, besonders in den gemäßigten Breiten, zu erklären.

Wie die Analyse des Modellklimas gezeigt hat, erlaubt das Grobgitter-GCM die Untersuchung des Einflusses von starken Störungen auf das simulierte Klima. Die aus numerischen Experimenten mit Grobgitter-GCM's gewonnenen Resultate sind als Art Pilotrechnung zu verstehen, welche von Experimenten mit hoher auflösenden GCM's zu untermauern sind (GATES, 1976).

So wurden numerische Experimente mit dem CCAS-B Modell zum Einfluß des meridionalen Temperaturgradienten dafür genutzt, Hypothesen zur ENSO-Anregung (GRAF, 1986) zu erhärten und weitere numerische Experimente mit höher auflösenden Modellen durchzuführen (GRAF, 1989).

Dabei zeigte sich, daß strahlungsbedingte Abkühlung in hohen Breiten zu Bedingungen führt, die die Auslösung von ENSO unterstützen.

Mit dem CCAS-B Modell zum Beispiel wurde der Einfluß des Tagesganges der Solarstrahlung auf das Modellklima untersucht. Es kann gezeigt werden, daß insbesondere konvektive Niederschläge in den Tropen und den gemäßigten Breiten der Nordhalbkugel bei Einbeziehung des Tagesganges der Solarstrahlung gegenüber einer mittleren täglichen Einstrahlung wesentlich verstärkt werden und so das Modellklima in diesen Gebieten besser angepaßt ist (Abb. 1).

Ähnliche Resultate können auch bei feiner auflösenden Modellen erwartet werden und führen wegen der damit verbesserten Energetik der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation zur Verbesserung der Zirkulationsstruktur. Diese Ergebnisse zeigen, daß Grobgittermodelle auch heute noch breite Anwendungsmöglichkeiten aufweisen.

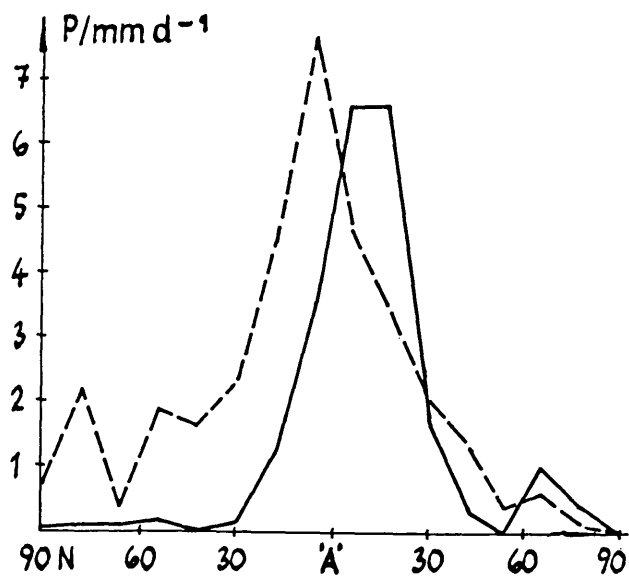


Abb. 1
zonal-gemittelter Niederschlag im
CCAS-B Modell für mittlere tägliche
Einstrahlung (ausgezogene Linie) und
unter Einbeziehung des Tagesganges der
Einstrahlung

Literaturauswahl

GATES, W. L.: "The numerical simulation of ice-age climate with a GCM", JAS, 33, 1976

GRAF, H.-F.: 1986; "On the coincidence of explosive volcanic eruptions with EL NINO/Southern Oscillation events, in proceedings of the 1-st WMO-Conference on Long-Range Forecasting", in press

GRAF, H.-F.: 1989, "Response of the T21-Atmosphere to a North-Polar global Radiation deficit".
in press in: FISCHER, G.: Large Scale Modelling Re.
Universität Hamburg

EINIGE STATISTISCHE CHARAKTERISTIKA VON EL NIÑO/SOUTHERN OSCILLATION-ZEITREIHEN

Udo Schneider¹ und Christian-Dietrich Schönwiese²

¹Deutscher Wetterdienst, Zentralamt K7/WZN, Frankfurter Str. 135, 6050 Offenbach a.M.

²Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität, Feldbergstr. 47, 6000 Frankfurt a.M.

1 EINLEITUNG

El Niño/Southern Oscillation (ENSO), ein gekoppeltes ozeanisch/atmosphärisches Phänomen, stellt eines der bekanntesten Signale der interannuären Klimavariabilität dar. Obwohl bereits zahlreiche ENSO-Untersuchungen mit Hilfe numerischer Simulationsmodelle oder statistischer Methodik im Zeitbereich durchgeführt worden sind, existieren nur wenige Untersuchungen der statistischen Charakteristika im Frequenzbereich. Gegenüber den früheren spektralen ENSO-Studien (TRENBERTH, 1976; CHEN, 1982) basiert die vorliegende Untersuchung auf längeren ENSO-Zeitreihen (alternativer monatlicher ENSO-Indizes) und erlaubt daher eine detailliertere Analyse der statistischen Charakteristika, insbesondere im Frequenzbereich. Dabei wird für die Varianzspektrumanalyse der ENSO-Indizes sowohl die Autokorrelations- (ASA) als auch die Maximum-Entropie-Methode (MESA) verwendet. Um auch die zeitliche Stabilität signifikanter spektraler Charakteristika untersuchen zu können, erfolgt die spektrale Analyse der ENSO-Zeitreihen nicht nur "integriert" (konventionell), sondern auch "dynamisch" (zeitlich gleitend; Methodik und Diskussion siehe SCHÖNWIESE, 1987).

2 DATEN

Der Analyse liegen die folgenden ENSO-Zeitreihen (monatlicher Indizes) zugrunde:

SST1 - SST-Anomalien im äquatorialen Pazifik (180°-90°W, 6°N-10°S), Jan. 1870 bis Dez. 1983, nach WRIGHT (1984)

SST2 - SST-Anomalien im äquatorialen Ostpazifik (130°W-80°W, 0°-5°S), Jan. 1870 bis Dez. 1983, nach SCHNEIDER und FLEER (1989)

SOI - Normierte Anomalien der Luftdruckdifferenz zwischen Tahiti (17.5°S, 149.6°W) und Darwin, Australien (12.4°S, 130.9°E), Jan. 1882 bis Dez. 1987

Näheres zur Definition und Problematik dieser Index-Zeitreihen siehe SCHNEIDER und SCHÖNWIESE (1989).

3 ANALYSEERGEBNISSE

3.1 Zeitbereich

Die beiden SST-Indizes (SST1, SST2) weisen erwartungsgemäß kohärente interannuäre Variationen mit der SOI-Reihe (Abb. 1) auf. Perioden mit negativem SOI, welche mit westlichen Windanomalien d.h. abgeschwächten Passatwinden, sowie mit substantiellen positiven SST-Anomalien im östlichen Pazifik (El Niño) verbunden sind, wechseln dabei mit Perioden ab, die durch positiven SOI und negative SST-Anomalien im östlichen Pazifik gekennzeichnet sind. Diese kontrastierenden Perioden werden in neueren Arbeiten (GRAHAM und WHITE, 1988) als unterschiedliche Phasen des ENSO-Zyklus angesehen. Die Zyklusdauer (der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden ENSO-Ereignissen) liegt dabei zwischen 2 und 8 Jahren.

3.2 Frequenzbereich

Gegenüber den früheren spektralen ENSO-Untersuchungen (TRENBERTH, 1976; CHEN, 1982), welche nur ein breites Varianzmaximum im Periodenbereich von 2 bis

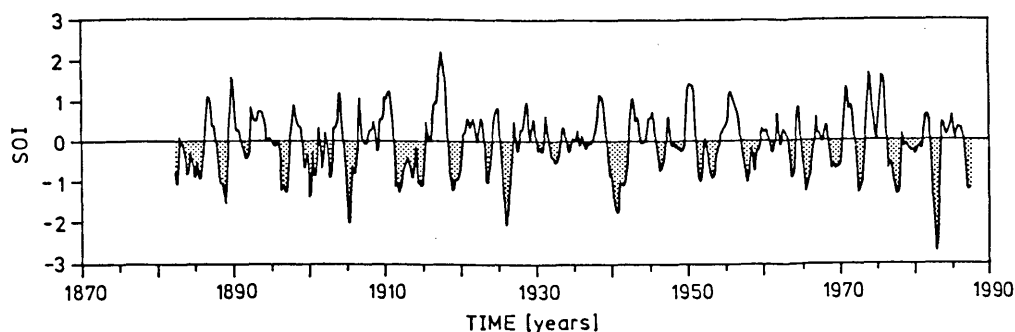


Abb. 1: 12-monatig tiefpaßgefilterte SOI-Zeitreihe.

etwa 8 Jahren zeigen, weisen die "integrierten" Varianzspektren (ASA und MESA) sowohl der SOI-Zeitreihe (Abb. 2) als auch der SST-Indizes signifikante Maxima (auf dem 95% bzw. 99% Konfidenzniveau) bei Perioden von 2.2, 2.9, 3.5 und 6 Jahren auf. Die Abschätzung der Konfidenzniveaus erfolgte dabei mit Hilfe von χ^2 -Tests eines angepaßten roten Rauschens (ASA) bzw. Spektren von 1000 Zufallsreihen mit vorgegebener Persistenz (MESA).

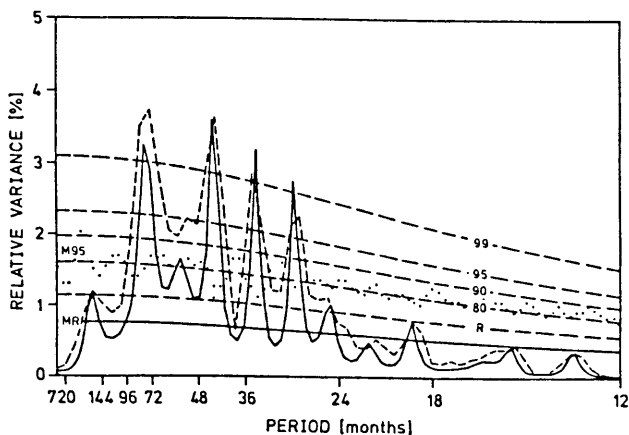


Abb. 2: "Integrierte" Varianzspektren (ASA strichliert, MESA ausgezogen) der ungefilterten SOI-Zeitreihe. R bzw. 80, ..., 99 kennzeichnen das rote Rauschen und die 80% bis 99% Konfidenzniveaus für die ASA-Methode und MR bzw. M95 das rote Rauschen und das 95% Konfidenzniveau für die MESA-Methode.

Die spektralen Maxima erscheinen in der "dynamischen" Varianzspektrumanalyse (Abb. 3) zum Teil quasi-stationär.

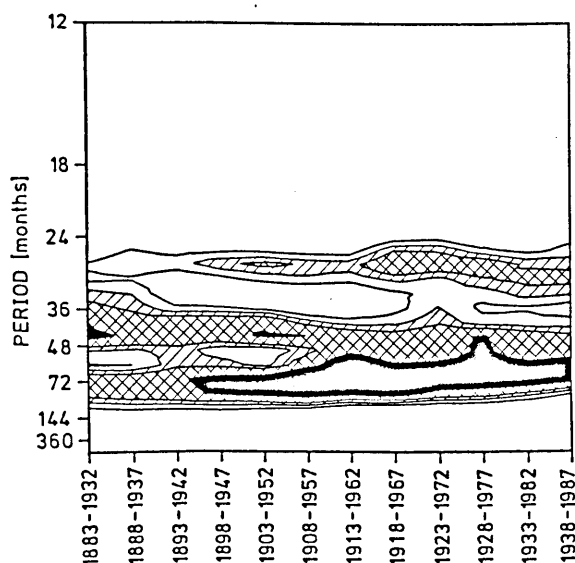


Abb. 3: "Dynamisches" Varianzspektrum (ASA) der ungefilterten SOI-Zeitreihe. Dargestellt sind die überschrittenen

Konfidenzniveaus ($\geq 99\%$ schwarz, $\geq 95\%$ kreuzschraffiert, $\geq 90\%$ schraffiert und $\geq 80\%$ weiß).

4 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Die statistischen Charakteristika der ENSO-Zeitreihen, insbesondere die beobachtete Quasi-Periodizität, weisen auf die Bedeutung deterministischer Prozesse im ENSO-Zyklus hin. Sie lassen sich mit Hilfe des Konzepts einer positiven Rückkopplung zwischen Meeresoberflächentemperatur, Bodenwind (bzw. Windschubspannung) und atmosphärischer Konvergenz sowie einer negativen Rückkopplung mit dem Wärmehalt der warmen Deckschicht des tropischen Pazifik interpretieren. Dabei scheinen nach neueren Untersuchungen (GRAHAM und WHITE, 1988; SCHOPF und SUAREZ, 1988) barokline ozeanische Wellen, insbesondere äquatoriale Kelvin-Wellen und außeräquatoriale Rossby-Wellen, eine ganz wesentliche Rolle zu spielen.

* * *

Für die Unterstützung dieser Studie danken wir dem Bundesminister für Forschung und Technologie.

LITERATUR

- CHEN, W.Y., 1982: Assessment of Southern Oscillation sea-level pressure indices. Mon. Wea. Rev., 110, 800-807.
- GRAHAM, N.E.; WHITE, W.B., 1988: The El Niño cycle: A natural oscillator of the Pacific ocean-atmosphere system. Science, 240, 1293-1302.
- SCHNEIDER, U.; FLEER, H.E., 1989: Development of sea surface temperature, surface wind and divergence anomalies during a composite ENSO episode. Theor. Appl. Climatol., 39, 146-159.
- SCHNEIDER, U.; SCHÖNWIESE, C.-D., 1989: Some statistical characteristics of El Niño/Southern Oscillation and North Atlantic Oscillation indices. Submitted to Atmosfera.
- SCHÖNWIESE, C.-D., 1987: Moving spectral variance and coherence analysis and some applications on long air temperature series. J. Clim. Appl. Meteor., 26, 1723-1730.
- SCHOPF, P.S.; SUAREZ, 1988: Vaccillations in a coupled ocean-atmosphere model. J. Atmos. Sci., 45, 549-566.
- TRENBERTH, K.E., 1976: Spatial and temporal variations of the Southern Oscillation. Quart. J. R. Met. Soc., 102, 639-653.
- WRIGHT, P.B., 1984: Relationships between indices of the Southern Oscillation. Mon. Wea. Rev., 112, 1913-1919.

VERSTÄRKUNG DES HYDROLOGISCHEN ZYKLUS ÜBER TROPISCHEN OZEANEN (1949-1979) UND KONSEQUENZEN FÜR DIE ATMOSPHERISCHE ZIRKULATION

Hermann Flohn und Alice Kapala

Meteorologisches Institut, Universität Bonn

1 VORBEMERKUNG

Aerologische Daten aus der Äquatorialzone ergeben eine Zunahme der troposphärischen Mitteltemperatur seit 1950. Eine Neubearbeitung - ab 1965, nach Änderung der Auswertevorschriften des U.S. Wetterdienstes - bestätigte diesen Befund und lieferte zugleich eine Zunahme des Wasserdampfgehaltes der Schicht 500/700 hPa, besonders über dem äquatorialen Pazifik (Hense u.a. 1988). Diese Zunahme wurde inzwischen durch weitere Stationen bestätigt; für die repräsentative Station Majuro (7°N, 155°E) ergibt sich eine Zunahme des Gesamt-Wasserdampfgehaltes (300/1000 hPa) um 21% im Zeitraum 1965-86. Über Afrika sind die Wasserdampf-Daten widerspruchsvoll.

2 DATEN IN DER MARINEN GRENZSCHICHT

Zur Verifikation wurden aus den maritimen COADS-Daten (1949-79) 14 Sektionen längs der Hauptschiffahrtsrouten in der Äquatorialzone (10°N-10°S) ausgewählt. Die Auswertung beschränkte sich auf die Temperaturen von Wasser (T_w) und Luft (T_L), die relative Feuchte, das Gefälle der spezifischen Feuchte Wasser-Luft ($q_w - q_L$) und die skalare Windgeschwindigkeit (V). Letztere nahm weltweit um rund 0.5 m/s in 30 Jahren zu; an ausgewählten trans-äquatorialen Schiffahrtsrouten ließ sich zeigen, daß etwa die Hälfte dieser Zunahme reell, die Hälfte jedoch durch den Übergang von Schätzung zu Messung vorgetäuscht ist (Ramage 1987). Der Anstieg von T_w beträgt in diesen 31 Jahren im Mittel 0.34°C, in den schon bisher wärmsten Ozeanen (60°-180°E) beiderseits Indonesien 0.39°C. Da T_L weniger stark gestiegen ist, nimmt die Instabilität der marinen Grenzschicht fast überall zu. Wegen der exponenti-

ellen Abhängigkeit der spezifischen Feuchte (q_w) von T_w ergibt sich (bei leichtem Rückgang der relativen Feuchte) eine deutliche Zunahme von $q_w - q_L$ in der Grenzschicht, die im gleichen Seegebiet 10% erreicht. Eine quantitative Abschätzung der Verdunstung (E) erfordert eine (zeitlich konstante) Korrektur der in den COADS-Daten gegebenen Windgeschwindigkeit um etwa +1.5 m/s. Hieraus läßt sich eine Zunahme von E um rund 15 Watt/m² abschätzen, entsprechend 190 mm/a oder etwa 12% im Bereich der wärmsten Ozeane (Flohn-Kapala 1989). Im Mittel ergibt sich für die ganze Äquatorialzone eine Schätzung der Zunahme von E - selbst bei Annahme einer Konstanz von V - von mindestens +7% in nur 31 Jahren. Diese Ergebnisse in der marinen Grenzschicht sind mit der beobachteten Zunahme des Wasserdampfgehaltes kohärent; die Daten bestätigen sich (auch in regionaler Sicht) gegenseitig.

3 ÄNDERUNGEN DER ATMOSPHERISCHEN ZIRKULATION

Die Existenz einer effektiven Heiz- und Wasserdampfquelle über den äquatorialen Ozeanen, besonders dem Indo-Pazifik, wirkt sich auch - zugleich als weitere Prüfung ihrer Realität anhand der Analysen des Deutschen Wetterdienstes - auf die Zirkulation der Atmosphäre aus:

a) Bei nahezu konstanter Temperatur auf dem Kontinent erzeugt die Erwärmung des Indischen Ozeans eine Verstärkung des Wintermonsuns, sowie eine (relative) Abschwächung des Sommermonsuns.

b) Über dem östlichen äquatorialen Pazifik (südlich Panama) schwächt sich $T_w - T_L$ ab, während $q_w - q_L$ konstant bleibt. Im Vergleich zu den wärmsten Ozeanen erzeugen diese Wärme-

ströme eine Verstärkung der Walker-Zirkulation längs des Äquators.

c) Über dem subtropischen Pazifik ergibt sich im Winterhalbjahr eine (barotrope) Verstärkung der subtropischen Strahlströmung der Hadley-Zelle in 200 hPa um über 10%, zugleich mit ihrer Verlagerung nach S und einer Verstärkung des Aleuten-Tiefs.

d) Gleichzeitig wurde über dem Atlantik eine signifikante (barokline) Verstärkung der winterlichen Westdrift in 45-60°N beobachtet; ihr Zusammenhang mit den Vorgängen über dem Pazifik ist noch nicht geklärt.

4 DISKUSSION

Im Vergleich zu allen bis Mitte 1987 veröffentlichten Klimamodellen stellt diese tropische Heizquelle eine Überraschung dar. Jedoch konnte aufgrund anderer Modelle eine Verzögerung der Ozean-Erwärmung um einige Jahrzehnte erwartet werden. Inzwischen haben zwei neue Modell-Versionen (BMO, GISS) nach Einführung einer penetrativen Konvektion ein Maximum der Erwärmung in den Tropen gefunden. Tatsächlich sind - wie schon Möller (1963) nachdrücklich betont hat - Wasserdampf und Wolken für den Treibhauseffekt viel wirksamer als CO_2 (und die Spurengase). Hinzu kommt die enorme Rolle seiner latenten Wärme (Ramanathan 1981), die beim Niederschlag frei wird. Bei einer Aufenthaltsdauer von 9 Tagen beträgt der Transportweg des Wasserdampfes zwischen Quelle und Senke nach den aerologischen Daten nur rund 2000 km. Verglichen mit den oben erwähnten 15 Watt/m² (latente Wärme) bleibt die globale Energiezufuhr durch CO_2 und Spurengase mit 2-2.5 Watt/m² gering. Andererseits erfordert die Erwärmung einer 100 m mächtigen Ozean-Mischungsschicht um 0.34°C in 31 Jahren = 0.011°C/a nur 1.27 kWh/m²/a = 0.145 Watt/m². Offenbar handelt es sich bei diesen Vorgängen um einen massiv verstärkenden Rückkopplungseffekt des CO_2 -Treibhauseffektes. Neuere Modellrechnungen fanden in der Tat die Rückkopplung

über Wasserdampf und Wolken wesentlich stärker, als die Rückkopplung über Schnee, Eis und Albedo.

In vielen Klimamodellen ergibt sich bei CO_2 -Verdopplung eine Zunahme des hydrologischen Zyklus um 7-11%; dieser Wert ist anscheinend schon heute (in den Tropen!) nahezu erreicht. Die beobachtete Abnahme der Niederschläge über Land in den Subtropen, ihre Zunahme in höheren Breiten (Bradley 1987) bestätigt unsere Vorstellungen. Da ein höherer Wasserdampfgehalt alle zyklogenetischen Prozesse energetisch verstärkt, so läßt diese Entwicklung nicht nur eine Verstärkung (statt Abschwächung) der atmosphärischen Zirkulation erwarten, sondern auch eine Zunahme der Häufigkeit und Intensität extremer Wetterereignisse.

LITERATUR - AUSWAHL

- BRADLEY, R. S. u.a.: Science 237 (1987), 171-175
- FLOHN, H.; KAPALA, A.: Trop. Ocean-Atmos. Newsletter 45 (1988), 4-7;
Nature (voraussichtlich 1989)
- HENSE, A. u.a.: Journ. Atmos. Phys. 38 (1988), 215-277;
- MÖLLER, F.: Journ. Geophys. Res. 68 (1963), 3877-3886
- RAMAGE, C. S.: Journ. Clim. Appl. Meteor. 26 (1987), 525-528
- RAMANATHAN, V.: Journ. Atmos. Sci. 38 (1981), 918-930;
Science 240 (1988), 293-299

Lothar Stramma und Thomas J. Müller

Institut für Meereskunde, Universität Kiel
Düsternbrooker Weg 20, 2300 Kiel

1 ZUSAMMENFASSUNG

Mit dem Azorenstrom als nördliche Begrenzung des Subtropenwirbels im Nordatlantik sind starke horizontale Dichtegradienten verbunden, die leicht sowohl an der Meeresoberfläche als auch in der Tiefe allein aus Temperaturdaten zu bestimmen sind. Im Gegensatz zum Azorenstrom weist der Nordäquatorialstrom als südliche Begrenzung des Subtropenwirbels relativ schwache horizontale Dichtegradienten auf.

2 EINLEITUNG

Die Kenntnisse über die Strömungen des Nordatlantiks sind besonders bei den beiden Zonalströmungen des östlichen Subtropenwirbels, dem Azoren- und dem Nordäquatorialstrom, lückenhaft. KÄSE und SIEDLER (1982) bestimmten südlich der Azoren die Lage der Subtropenfront, die mit dem Azorenstrom verbunden ist, aus Oberflächentemperaturdaten und fanden sie nördlich von 35°N. Unter Benutzung von CTD-Daten derselben Expedition fand STRAMMA (1984) die größten Transportraten des Azorenstroms südlich von 35°N. Der Zusammenhang zwischen dem Azoren- und Nordäquatorialstrom und den Oberflächenfronten, sowie die großräumige Struktur im Stromband wird hier untersucht.

3 DATEN

Im März und April 1982 wurden auf der 60. Reise des FS Meteor zwei lange meridionale CTD-Schnitte entlang 27°W und 33°W aufgenommen (Abb. 1). Für die Untersuchung des Azorenstroms wurden neben dem Meteor Schnitt auf 33°W Daten von der 124. Reise des FS Poseidon im November 1985 benutzt. Für den Nordäquatorialstrom wurde neben dem Meteor Schnitt der 60. Reise ein Schnitt der 4. Reise der neuen

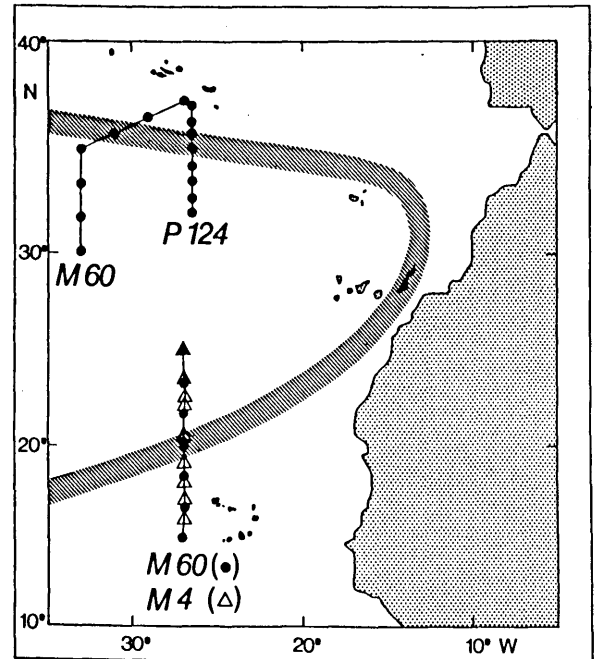


Abb.1 Lage der benutzten CTD-Stationen (Punkte) mit Kennung der Schiffsreise (M60 = FS Meteor 60. Reise) und schematische Präsentation des Subtropenwirbels in den obersten 200 m im Sommerhalbjahr (nach STRAMMA und SIEDLER 1988).

Meteor aus dem November 1986 verwandt. Schließlich wurde auch die kontinuierliche Wassertemperaturmessung am Kühlwassereinlaß des Schiffes registriert.

4 AZORENSTROM

Die Frühjahrs- (Abb. 2) und Herbstbeobachtung des Azorenstroms zeigt, daß die thermohalinen Gradienten nicht dichtekompensiert sind, und daraus resultieren starke geostrophische Scheerungen. Die horizontalen Gradienten können zur Oberfläche hin nach Norden geneigt sein. Zum Auffinden und Untersuchen des Azorenstroms reichen einfache Meßmethoden, wie z.B. XBT-Schnitte aus. Die Bestimmung der Massentrans-

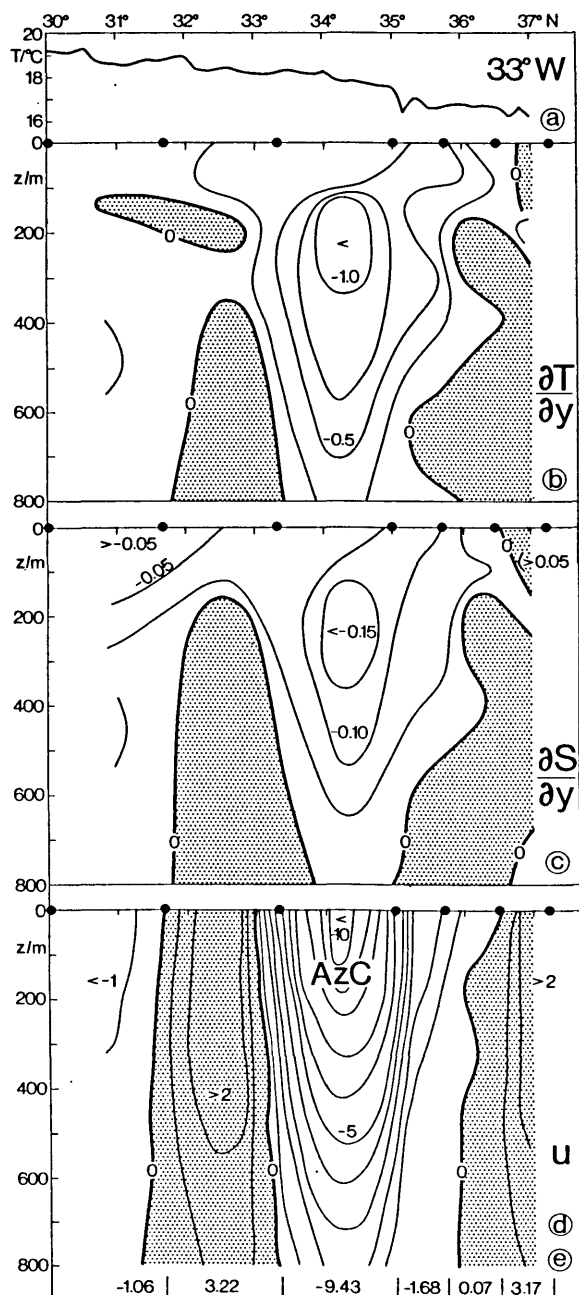


Abb.2 Schnitt durch den Azorenstrom (AzC) von der 60. Reise des FS Meteor projiziert auf 33°W:
a) Oberflächentemperatur, b) nordwärtiger Temperaturgradient (°C/100km), c) nordwärtiger Salzgehaltsgradient (1/100km), d) geostrophische Geschwindigkeit in cm/s (positive Werte zeigen nach Westen) und e) geostrophischer Transport für die Schicht 0-800 m in Sv.

porte aus den Temperaturdaten mit Hilfe mittlerer TS-Beziehungen liefert gute Resultate. An der Meeresoberfläche wird nördlich des Strombandes ein starker Temperatursprung gefunden, so daß die Lage der Temperaturfront aus Infrarotsatellitendaten bestimmt werden kann.

5 NORDÄQUATORIALSTROM (NEC)

Der NEC zeigt schwächere horizontale thermohaline Gradienten als die Wassermassengrenze zwischen dem Nordatlantischen- und Südatlantischen Zentralwasser, die südlich des NEC verläuft, und weitgehend ditekompensiert ist. XBT-Schnitte würden ein stärkeres Signal für die Zentralwassergrenze im Süden als für den NEC zeigen. Die Bestimmung der Massentransporte aus Temperaturdaten mit Hilfe mittlerer TS-Beziehungen ergibt starke Abweichungen. An der Oberfläche ist kein starkes Temperatursignal mit dem NEC verbunden. Somit sind in der Untersuchung des NEC Dichtedaten erforderlich.

6 SCHLUBBEMERKUNG

Trotz der unterschiedlichen physikalischen Charakteristiken der beiden Strömungen zeigen sie als Gemeinsamkeit, daß bei 27°W beide etwa 8 Sv in den oberen 800 m des Ozeans transportieren, wobei der größte Transport in den obersten 400 m stattfindet.

LITERATURVERZEICHNIS

KÄSE, R.H.; SIEDLER, G.: Meandering of the subtropical front south-east of the Azores. *Nature*, 300 (1982), S. 245-246.

STRAMMA, L.: Geostrophic transport in the warm water sphere of the eastern subtropical North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 42 (1984), S. 537-558.

STRAMMA, L.; SIEDLER, G.: Seasonal changes in the North Atlantic subtropical gyre. *J. Geophys. Res.*, 93 (1988), S. 8111-8118.

Die ozeanischen Wassermassen liefern mit ihren Unterscheidungsmerkmalen ein breites Zeitskalenspektrum für mögliche Kopplungsmechanismen im Klimasystem. Besonders für den Nordatlantischen Ozean werden wichtige Wassermassen auch in Randmeeren gebildet.

Ausgehend von der Vermutung, daß Ozeanmodelle ohne diese Quellgebiete in den Randmeeren für Klimauntersuchungen weniger geeignet sind, wird für den Nordatlantik ein Wassermassenmodell entwickelt, das bis etwa 30°S reicht und das mit der gesamten Arktik, dem Nordmeer und dem Europäischen Mittelmeer die hierbei wichtigsten Randmeere einschließt. Das Modellgebiet wird auf Kugelkoordinaten projiziert, deren Polbereiche auf dem Festland liegen.

Es wird ein Zirkulationsmodell vom Princeton-Typ benutzt; mit 33 Schichten und einer horizontalen Maschenweite von $1^{\circ} \times 1^{\circ}$. Raumskalen der Kopplungsdynamik zwischen Randmeeren und dem offenen Ozean in Passagen mit eingeschränktem Durchflußquerschnitt lassen sich auf einem solchen Gitter nicht explizit auflösen. Vorhandene großskalige OGCM's liefern deshalb etwa im Bereich der Grönland/Schottland-Schwelle keine realistischen Ergebnisse und lassen sich bisher nur mit robust-diagnostischen Verfahren in einem Schichtungs-zustand mit naturähnlicher Wassermassenverteilung halten.

Bei der geschilderten Modellentwicklung soll versucht werden, einen solchen Zustand über eine eher prozessorientierte Parametrisierung der subskaligen Dynamik dominanter Vorgänge bei der Bildung Ausbreitung und Transformation von Wassermassen zu erreichen.

Berichtet wird über vorliegende Erfahrungen mit dem Modell und über die Zielsetzung künftiger Experimente.

Jochem Marotzke und Jürgen Willebrand

Institut für Meereskunde, Düsternbrooker Weg 20, 2300 Kiel 1

1 EINLEITUNG

In dieser Arbeit soll die Hypothese überprüft werden, daß mehrfache Gleichgewichtszustände der thermohalinen Zirkulation existieren, falls verschiedene Randbedingungen für Temperatur und Salzgehalt an der Oberfläche gelten. Während die Oberflächentemperatur (SST) sehr stark an den Oberflächenwärmefluß gekoppelt ist und SST-Anomalien rasch ausgeglichen werden, hat der Salzgehalt keinen Einfluß auf Verdunstung und Niederschlag, und Salzgehaltsanomalien an der Oberfläche können über wesentlich längere Zeiträume bestehen. Mit einer grobauflösenden Version des dreidimensionalen GFDL-Ozeanmodells wird die thermohaline Zirkulation in einer Hemisphäre untersucht, wobei die Netto-Frischwasserzufuhr vorgeschrieben wird und die SST mit einer kurzen Zeitkonstante zu einer vorgeschriebenen, idealisierten Verteilung relaxiert wird. Die Windschubspannung ist rein zonal und folgt ebenfalls einer idealisierten Verteilung.

2 MODELLERGEBNISSE

In einem Einschwingexperiment wird der Oberflächensalzgehalt analog zur SST relaxiert und aus dem entstehenden Gleichgewichtszustand diagnostisch die dazugehörige Frischwasserzufuhr bestimmt. Dieses Gleichgewicht dient gleichzeitig als Ausgangszustand für die Experimente mit gemischten Randbedingungen, wobei Salzgehaltsanomalien unterschiedlicher Amplitude hinzugefügt werden. Fig. 1 zeigt die meridionale Stromfunktion am Ende

des Einschwingens, mit Absinken in hohen Breiten und einer Rate der Tiefenwasserbildung von ca. 9 Sv.

Als Test für die Stabilität des Ausgangszustandes integrierten wir das Modell in einem ersten Experiment für ca. 185 Jahre ohne Hinzufügen einer Anomalie. Der Endzustand unterscheidet sich praktisch nicht vom anfänglichen. Das Bild ändert sich drastisch bei Hinzufügen einer Salzgehaltsanomalie von lediglich -0.01‰ in den obersten 50 m nördlich von 32°N . Fig. 2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Stromfunktion bei 52°N in 1650 m Tiefe (dem Maximum des Ausgangszustands), während der ersten 92 Jahre. Die Stärke der Zirkulation nimmt zunächst rasch zu, um nach 15 Jahren fast vollständig zusammenzubrechen. In der Folgezeit baut sie sich langsam wieder auf, ohne an der betrachteten Stelle ihren Anfangswert ganz zu erreichen. Weiter nördlich allerdings ist die Zunahme wesentlich stärker und bei 60°N in 950 m erreicht der Transport im Endzustand 13 Sv, mehr als 50 % über dem Maximum des Ausgangszustands. Die beiden Gleichgewichte sind also in ihrer Struktur ähnlich, aber klar verschieden.

Die Phasen der zeitlichen Entwicklung lassen sich wie folgt erklären: Die aus dem Anfangsgleichgewicht bestimmten Frischwasserflüsse sind im Nordosten des Beckens besonders groß, da dort durch den subpolaren Wirbel warmes Wasser nach Norden transportiert wird, welches Frischwasser aufnimmt, abkühlt und durch Konvektion absinkt. Nach Hinzugabe einer Anomalie ist dort also die Wahrscheinlichkeit einer starken Salzgehaltsabnahme am

größten, der entstehende zonale Salzgehalts- und Dichtegradient hat in den oberflächennahen Schichten eine verstärkte polwärtige Strömung zur Folge. Dies erklärt auch die Verlagerung des Transportmaximums an den Beckenrand.

Der anschließende Zusammenbruch der Zirkulation läßt sich durch advektive Rückkopplungsprozesse erklären. Bei einem ähnlichen 3-D-Modell mit rein thermohalinem Antrieb baut sich die Zirkulation nicht wieder auf (MAROTZKE 1989), der Wind ist also entscheidend dafür, daß der Endzustand nicht fundamental verschieden vom anfänglichen ist.

3 ZUSAMMENFASSUNG

Unter gemischten Randbedingungen besitzt die thermohaline Zirkulation in einer Hemisphäre eines Ozeans mindestens zwei Gleichgewichts-

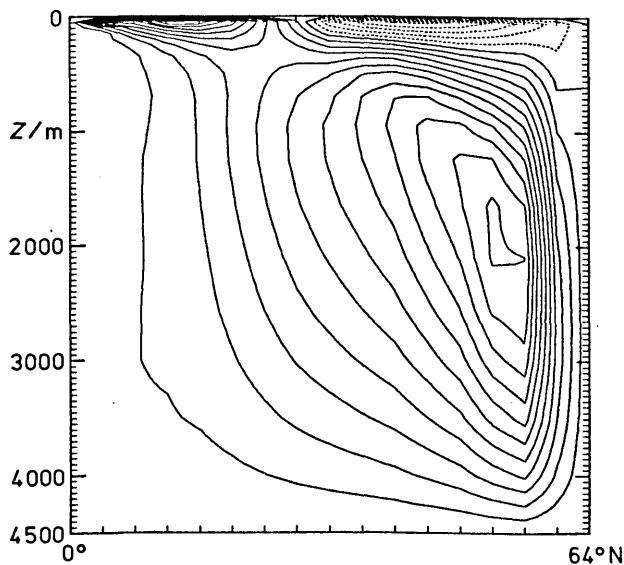


Fig. 1: Meridionaler Massentransport des Ausgangszustands. Der Maximalwert beträgt 8,98 Sv, der Linienabstand 0.8 Sv.

zustände. In einem Zwischenstadium des Übergangs zwischen den beiden erlahmt der Meridionaltransport drastisch. Die thermohaline Zirkulation reagiert sehr sensitiv auf Störungen des Salzgehaltsfeldes, mit möglicherweise gravierenden Auswirkungen auf den ozeanischen Wärmetransport und somit das globale Klima.

4 LITERATUR

MAROTZKE, J. 1989. Instabilities and multiple steady states of the thermohaline circulation. In: D.L.T. ANDERSON and J. WILLEBRAND (Hrsg.): Modelling the large-scale ocean circulation and geochemical tracer transport. Reidel (im Druck).

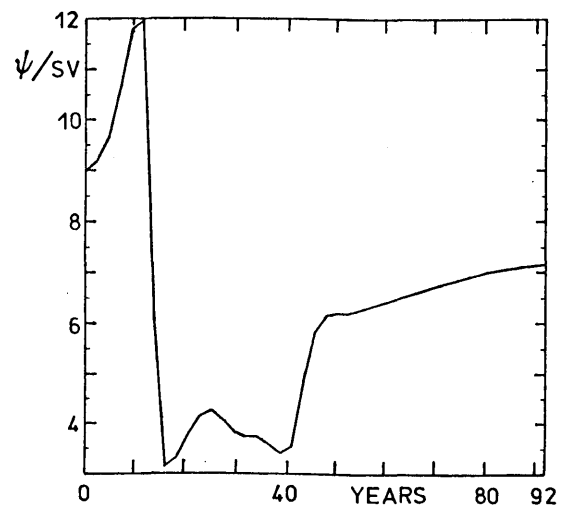


Fig. 2: zeitlicher Verlauf des meridionalen Massentransports während der ersten 92 Jahre nach Hinzufügen einer Salzgehaltsanomalie von -0.01‰ in die obersten 50 m nördlich von 32 N.

Feinabstimmung von Parametrisierungen klimatologischer

Wärmeflüsse an der Oberfläche des Nordatlantiks

Hans-Jörg Isemer, Jürgen Willebrand und Lutz Hasse

Institut für Meereskunde, Düsternbrooker Weg 20, 2300 Kiel 1

1 EINLEITUNG

Klimatologische Monatswerte des Nettoenergieflusses Q an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre werden mit Hilfe empirischer Parametrisierungen aus meteorologischen Beobachtungen von Handelsschiffen berechnet. Die dabei häufig benutzten Parametrisierungen weisen nach wie vor unbefriedigende Unsicherheiten auf. Aus dem Jahresmittel von Q können meteorologische Schätzwerte H_{met} für den meridionalen ozeanischen Wärmetransport H berechnet werden. Somit hängt der indirekt bestimmte Wert H_{met} von Parametern in Q ab. Als Randbedingungen in großskaligen ozeanographischen Modellen sind ozeanweite Felder von Q wünschenswert, die mit direkten Messungen H_o übereinstimmen. In der vorliegenden Arbeit werden Werte H_o als unabhängige Zwangsbedingungen für eine kontrollierte Veränderung ausgewählter Parameter p_i benutzt, um möglichst Übereinstimmung zwischen H_{met} und H_o zu erzielen, und die p_i dadurch innerhalb ihres Fehlerbereiches festzulegen. Dies wird mit einer einfachen Inversrechnung durchgeführt.

2 METHODE UND DATEN

Das Problem wird als lineares, unterbestimmtes Inversverfahren definiert. Die Unbekannten sind die Veränderungen von insgesamt sechs ausgewählten Parametern. Als Zwangsbedingungen benutzen wir $H(25^\circ N) = 1.0$ PW, sowie drei der Literatur entnommene Ergebnisse H_o (siehe Abb.1). Diese wurden in verschiedenen Rechenexperimenten in unterschiedlichen Kombinationen zugelassen; maximal wurden drei Zwangsbedingungen gleichzeitig benutzt. Zur Bestimmung der Unbekannten wird der Lösungsvektor nach dem Maximum-Likelihood-Prinzip minimiert. Eine Lösung wird akzeptiert, wenn sie nicht signifikant von den meteorologisch begründeten Parameterwerten abweicht: dann sind meteorologische und ozeanographische Erkenntnisse bezüglich H kompatibel.

Ausgegangen wurde von einer bearbeiteten Form (ISEMER und HASSE, 1985) des BUNKER-Datensatzes für den Nordatlantik, sowie meteorologisch begründeten Parametrisierungen, bei denen zuvor - basierend auf jüngeren experimentellen Ergebnissen - eine Reihe von signifi-

kanten systematischen Fehlern eliminiert worden waren. Die ausgewählten, zu variierenden Parameter p_i sind: die atmosphärische Transmission und der Koeffizient des Wolkentерms bei der Parametrisierung der kurzwelligen Einstrahlung, der Exponent des Wolkentерms bei der langwelligen Nettostrahlung, die turbulenten Transportkoeffizienten C_t und C_h , sowie die Differenz Luft- minus Wasseroberflächentemperatur. Die Unsicherheiten dieser Parameter wurden abgeschätzt und deren Auswirkungen als RMS-Fehler von Q und H im Nordatlantik berechnet (Abb.1).

3 ERGEBNISSE

3.1 METEOROLOGISCH BEGRÜNDETE PARAMETRISIERUNGEN

Obwohl in den Komponenten von Q signifikante Unterschiede zu den Ergebnissen von BUNKER (1976) vorliegen, kompensieren sich diese weitgehend in Q : BUNKERs Ergebnisse für Q und H_{met} liegen innerhalb des von uns abgeschätzten RMS-Fehlers. Südlich von etwa $20^\circ N$ ist der RMS-Fehler von H_{met} größer als sein Betrag. Damit kann die Richtung von H am Äquator im Nordatlantik aus klimatologischen Energieflüssen nicht mit Sicherheit angegeben werden. Ein Vergleich direkter Ergebnisse H_o mit unseren indirekten Ergebnissen zeigt keine exakte Übereinstimmung, allerdings eine Überlappung der Fehlerbereiche am Äquator und bei $25^\circ N$ (Abb.1).

3.2 EXAKTE ZWANGSBEDINGUNGEN

Bei diesen Rechnungen wird jeweils der Zwang H_o als nicht mit Fehlern behaftet angesehen; die Lösungen erfüllen die Zwangsbedingungen exakt. Benutzt man jeweils nur einen Zwang, so führen die Werte am Äquator und bei $25^\circ N$ (hier sowohl 1.0 als auch 1.22 PW, siehe Abb.1) zu nichtsignifikanten Parameteränderungen. Die Lösung mit dem Zwang bei $32^\circ N$ ergibt jedoch bereits signifikante ($\alpha=5\%$) Veränderungen. Benutzt man Kombinationen der Zwänge an zwei oder allen drei Breitenkreisen, so sind die Parameteränderungen hochsignifikant, sie ergeben keine physikalisch sinnvollen Lösungen mehr. Die exakte Erfüllung nur von zwei der angegebenen Zwänge H_o ist bereits nicht mehr mit meteorologischen Erkenntnissen verträglich.

Für die Lösung mit dem exakten Zwang $H(25^\circ N) = 1.0$ PW wurden sämtliche Monatsfelder der Komponenten von Q berechnet (ISEMER und HASSE, 1987). Die nötigen Parameteränderungen sind nicht signifikant, sie stellen Feinabstimmungen innerhalb der Fehlergrenzen der p_1 dar. Der Wert von H am Äquator beträgt 0.76 PW und ist in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis von WUNSCH (1984). Das Jahresmittelbild von Q zeigt in küstenfernen tropischen und subtropischen Seegebieten Muster von positiven und negativen Q -Werten, die in der Tendenz mit Ergebnissen ozeanographischer Modelle als Folge von Ekmantransporten vorhergesagt werden. Allerdings variieren die Q -Werte lediglich zwischen -25 und 25 Wm^{-2} und sind damit meist nicht signifikant von Null verschieden.

3.3 ZWANGSBEDINGUNGEN MIT FEHLERN

Für die Lösung des Problems wird die Summe aus dem Lösungsvektor und dem Vorhersagefehler ("prediction error") nach dem Maximum-Likelihood-Prinzip minimiert, dadurch werden Abweichungen zwischen den Zwängen $H_{0.2}$ und den mit der Lösung berechneten Ergebnissen H_{met} zugelassen. Alle drei Zwangsbedingungen resultieren – sowohl einzeln als auch kombiniert berücksichtigt – in nichtsignifikanten Änderungen der Parameter. Die Berücksichtigung des Meßwertes bei $32^\circ N$ führt jeweils zu deutlicher Vergrößerung der Parameteränderungen; die Lösung, die alle drei Zwänge berücksichtigt, liegt bereits nahe an der Grenze zum signifikanten Testentscheid.

4 ABSCHLIESSENDE BEMERKUNGEN

Aus den durchgeführten Rechnungen resultieren mit ozeanographischen Erkenntnissen abgestimmte Felder von Q (und dessen Komponenten, siehe ISEMER und HASSE, 1987), die wegen der genannten Unsicherheiten mit der Meteorologie verträglich sind. Die großen Fehler in H_{met} und $H_{0.2}$ sind unbefriedigend. Weitere direkte Messungen von $H_{0.2}$ an verschiedenen Breitenkreisen sollten z.B. im Rahmen von WOCE realisiert werden. Die dadurch schärferen Zwangsbedingungen können eine Eingrenzung der Verträglichkeitsbereiche zwischen $H_{0.2}$ und H_{met} ermöglichen und zu eindeutigerer Identifikation von Fehlern in den p_1 und in den $H_{0.2}$ führen.

5 LITERATUR

BUNKER, A.F., 1976: Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. Mon. Wea. Rev., **104**, 1122-1140.

HALL, M.M. und H.L. BRYDEN, 1982: Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport. Deep Sea Res., **29**, 339-359.

ISEMER, H.-J. und L. HASSE, 1985, 1987: The BUNKER Climate Atlas of the North Atlantic Ocean. Vol.1: Observations, 218 pp. Vol.2: Air-Sea Interactions, 252 pp. Springer Verlag.

RAGO, T.A. und H.T. ROSSBY, 1987: Heat transport into the North Atlantic Ocean north of $32^\circ N$ latitude. J. Phys. Oceanogr., **17**, 854-871.

WUNSCH, C., 1984: An eclectic Atlantic Ocean circulation model. Part 1: The meridional flux of heat. J. Phys. Oceanogr., **14**, 1712-1733.

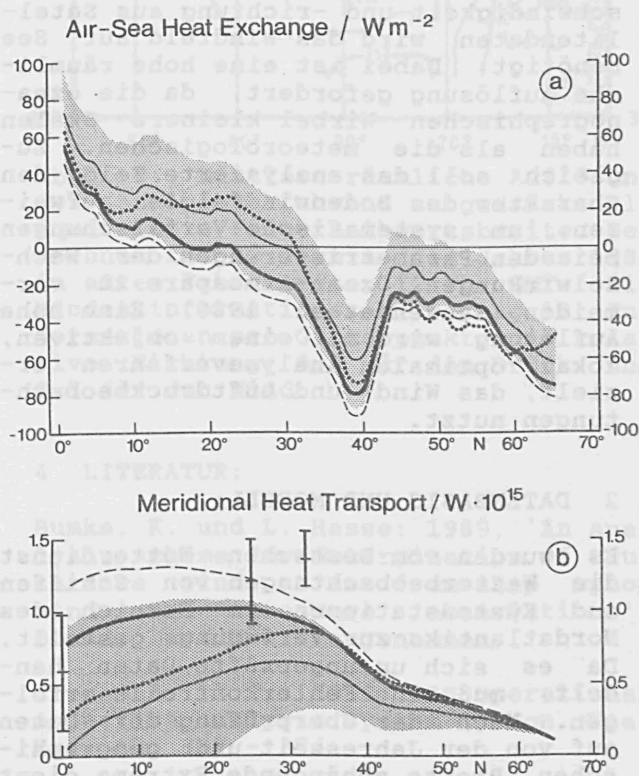


Abbildung 1: Zonal integrierte Jahresmittelwerte von Q (Wm^{-2}) (oben) und daraus berechnete, indirekte Werte von H (PW) im Nordatlantik (unten). Positive Werte bedeuten Energiegewinn für den Ozean bzw. Transport nach Norden. Dünn durchgezogene Linien: meteorologisch begründete Parametrisierungen mit RMS-Fehler bedingt durch Unsicherheiten der im Text genannten sechs Parameter (gerastert). Gepunktet: nach BUNKER (1976). Dick: mit der Zwangsbedingung $H(25^\circ N) = 1.0$ PW. Dünn gestrichelt: mit der Zwangsbedingung $H(25^\circ N) = 1.22$ PW. Vertikale Balken zeigen die Ergebnisse von WUNSCH (1984) am Äquator, von HALL und BRYDEN (1982) bei $25^\circ N$ und von RAGO und ROSSBY (1987) bei $32^\circ N$.

OPTIMALE WINDFELDBESTIMMUNG AUF SEE

K. Bumke und L. Hasse

Institut für Meereskunde
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel

1 EINLEITUNG:

Sowohl für die Anwendung als Randbedingung in ozeanographischen Studien als auch zur Verifikation von Algorithmen zur Bestimmung von Windgeschwindigkeit und -richtung aus Satellitendaten wird das Windfeld auf See benötigt. Dabei ist eine hohe räumliche Auflösung gefordert, da die ozeanographischen Wirbel kleinere Skalen haben als die meteorologischen. Zugleich soll das analysierte Feld den Charakter des Bodenwindfeldes aufweisen, um systematische Verfälschungen bei den Parametrisierungen der Wechselwirkungen Ozean-Atmosphäre zu vermeiden (Sausen et al. 1988). Eine hohe Auflösung wird mit einem objektiven, lokal optimalen Analyseverfahren erzielt, das Wind- und Luftdruckbeobachtungen nutzt.

2 DATENBASIS UND MODELL:

Es wurden vom Deutschen Wetterdienst die Wetterbeobachtungen von Schiffen und Küstenstationen im Bereich des Nordatlantiks zur Verfügung gestellt. Da es sich um ungeprüfte Daten handelt, muß eine Fehlerkontrolle erfolgen. Nach der Überprüfung der Daten auf von der Jahreszeit und geographischen Breite abhängende Extrema dient ein erster Lauf des für diesen Zweck vereinfachten Analyseverfahrens der Elimination fehlerhafter Meldungen. Von den Landstationen werden nur die Druckbeobachtungen verwendet, um einen Einfluß der Orographie auf das analysierte Feld zu vermeiden.

Das Analyseverfahren basiert auf der Polynommethode (Panofsky 1949) und paßt lokal eine Druckfläche 2. Ordnung sowohl an die Druck- als auch an die Windbeobachtungen an. Der Zusammenhang zwischen dem Druck- und Windfeld am Boden wird durch eine stabilitätsabhängige Grenzschichtbeziehung hergestellt. Um den unterschiedlichen Abstand der Beobachtungsorte vom zu analysierenden Gitterpunkt zu berücksichtigen, wird eine Cressman-Wichtung

(Cressman 1959) benutzt (Abb. 1). Die Halbwertsbreite der effektiven Filterfunktion kann als Maß für die räumliche Auflösung des Analyseverfahrens benutzt werden.

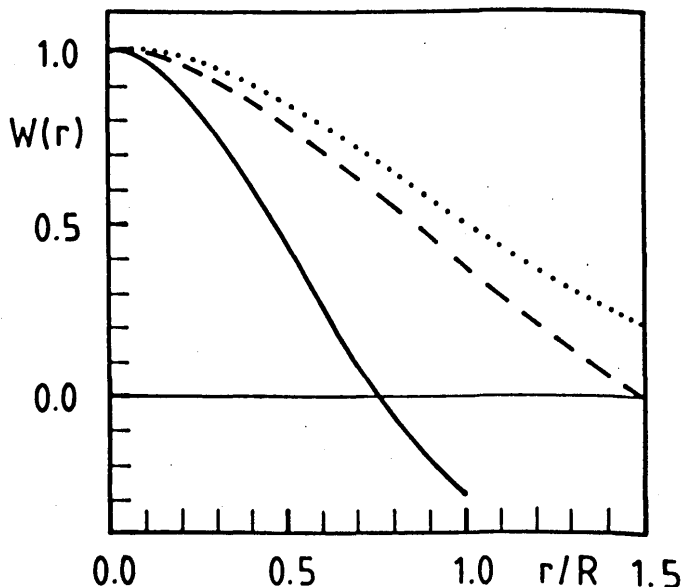


Abb. 1: Wichtung als Funktion vom Abstand r der Beobachtung zum Gitterpunkt, wobei R der Einflußradius ist. Durchgezogen: Kombiniertes Ergebnis der Cressman-Wichtung und der Methode der kleinsten Quadrate, berechnet unter der Annahme einer homogenen Datenverteilung innerhalb des Einflußradius R . Gestrichelt: Reine Cressman-Wichtung. Gepunktet: Gaußsche Kurve mit der Halbwertsbreite R als Beispiel für die typische Auflösung der numerischen Datenassimilationsschemen.

3 ERGEBNISSE:

Bereits in früheren Arbeiten (Hasse und Strunk 1987) ist gezeigt worden, daß die Anpassung eines Polynoms 2. Ordnung anstatt eines 1. Ordnung und die Verwendung einer stabilitätsabhängigen Grenzschichtbeziehung zu einer Verringerung der RMS-Abweichungen zwischen dem analysierten Feld und unabhängigen, d.h. nicht in die Analyse

einbezogenen, Beobachtungen führt. Der Schwerpunkt der jetzigen Arbeit lag auf der Minimierung der systematischen Fehler des Analyseverfahrens und der Verbesserung der räumlichen Auflösung. Die Forderung nach einer hohen räumlichen Auflösung bedingt die gleichzeitige Einbeziehung von Druck- und Windbeobachtungen, um so die Zahl der zur Verfügung stehenden Beobachtungen zu erhöhen und gleichzeitig den erforderlichen Einflußradius zu verringern. Um die unterschiedlich hohen Beobachtungsfehler von Druck- und Windbeobachtungen zu berücksichtigen, wurde ein relativer Wichtungsfaktor beider Größen zueinander in das Verfahren integriert. Die Untersuchungen zeigen, daß eine geeignete Wichtung beider Größen zueinander sowohl die RMS-Abweichungen zwischen dem ausgeglichenen Feld und den unabhängigen Beobachtungen als auch den systematischen Fehler des Modells verringert. Die Benutzung nur einer Beobachtungsgröße führt nicht nur zu einer schlechteren Auflösung, sondern auch zu einer schlechteren Anpassung des analysierten Feldes an die Beobachtungen. Aufgrund dieser Resultate wurde eine relative Wichtung von 0.3 für die Druck- und 0.7 für die Windbeobachtungen gewählt. Damit betragen die resultierenden Fehler bei Berücksichtigung der verfügbaren Freiheitsgrade 1.3 m/s für die Windgeschwindigkeit und weniger als 10° für die Windrichtung. Der systematische Fehler der mittleren Windgeschwindigkeit des analysierten Feldes konnte auf 0.2 m/s (Bumke und Hasse 1989) reduziert werden, wobei zur Qualitätskontrolle unabhängige Beobachtungen benutzt wurden. Um das Auflösungsvermögen des Verfahrens weiter zu erhöhen, wurde der Einfluß der Mindestzahl der zur Bestimmung der Koeffizienten des Polynoms benötigten Informationen auf die räumliche Auflösung untersucht. Die geforderte hohe Auflösung und gleichzeitig geringe RMS-Fehler ergaben sich für die Verwendung von 12 Informationen, also 4 vollständigen Schiffsbeobachtungen, pro Gitterpunkt. Die erzielte Auflösung zeigt Abb. 2, ausgedrückt durch die äquivalente Filterhalbwertsbreite. MacVeigh et al. (1987) haben gezeigt, daß im FGGE-Datensatz des EZMW keine Skalen kleiner als 1000 km enthalten sind. Verglichen damit und mit der typischen Auflösung der Datenassimilationsschemen der numerischen Wettervorhersagemodelle stellt die mittlere räumliche Auflösung unseres Analyseverfahrens von 220 km eine beträchtliche Verbesserung dar.

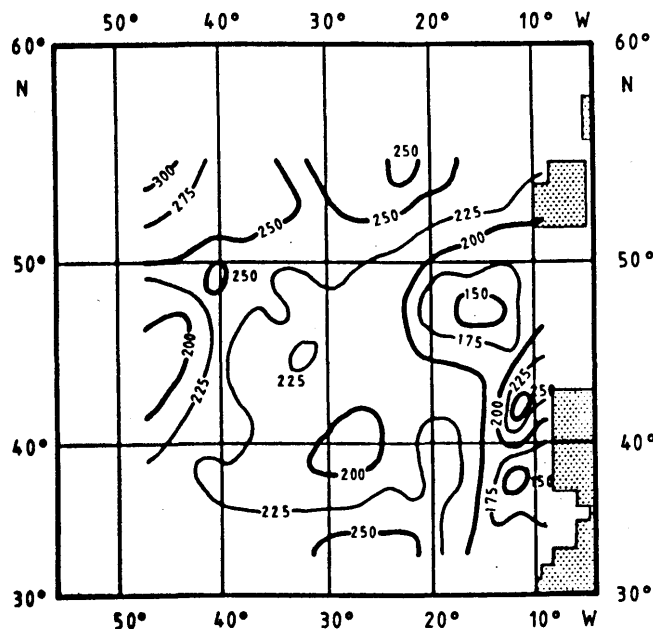


Abb. 2: Mittlere räumliche Auflösung des Analyseverfahrens ausgedrückt als äquivalente Filterhalbwertsbreite. Berechnet für 30 Termine des Jahres 1983 in allen Jahreszeiten 12 Uhr GMT. Die Mindestinformationszahl betrug 12 Informationen pro Gitterpunkt, die relative Wichtung 0.3 für den Druck und 0.7 für den Wind.

4 LITERATUR:

Bumke, K. und L. Hasse: 1989, 'An analysis scheme for determination of true surface winds at sea from ship synop wind and pressure observations', Bound. Lay. Met., angenommen

Cressman, G.P.: 1959, 'An operational objective analysis system', Mon. Wea. Rev. 87, 367 - 374

Hasse, L. und H.-A. Strunk: 1987, 'High resolution determination of true surface winds at sea from wind and pressure data', Mesoscale Analysis and Forecasting, ESA SP-282, 457 - 459

MacVeigh, J.P., B. Barnier und C. Le Provost: 1987, 'Spectral and empirical orthogonal function analysis of four years of European Center for Medium Weather Forecast wind stress curl over the North Atlantic Ocean', J. Geophys. Res. 92, Nr. C12, 13141 - 13152

Panofsky, H.A.: 1949, 'Objective weather map analysis', J. Met. 6, 386 - 392

Sausen, R., K. Barthel und K. Hasselmann: 1988, 'Coupled ocean-atmosphere models with flux correction', Clim. Dyn. 2, 145 - 163

STRAHLUNGSBILANZ AUF SEE

H.D. Behr

Deutscher Wetterdienst

Meteorologisches Observatorium Hamburg

1 EINLEITUNG

An der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre wird die aus dem oberen Halbraum einfallende Globalstrahlung (G) teils an der Meeresoberfläche, teils aus den oberflächennahen Wasserschichten reflektiert (R). Der Rest wird vom Meer absorbiert und in Wärme umgesetzt. Die Meeresoberfläche emittiert langwellige Wärmestrahlung (E). Ferner trägt die langwellige Wärmestrahlung der Atmosphäre (A) zur Strahlungsbilanz der Meeresoberfläche bei. Die Strahlungsbilanz Q berechnet sich daraus nach:

$$Q = (G - R) + (A - E) \quad (1)$$

Darüberhinaus sind folgende Strahlungsgrößen für klimatologische Untersuchungen von Bedeutung: Sonnenscheindauer (S) sowie direkte Sonnenstrahlung (I), bezogen auf die zur Einfallrichtung normale Ebene.

Wegen des Mangels an Meßdaten aus dem Gebiet der freien See sollte die Heimreise (ANT V/5) bzw. die Anreise (ANT VII/1) von PFS Polarstern zur Gewinnung derartiger Datensätze genutzt werden. Für beide Fahrtabschnitte (ANT V/5: März/April 1987 bzw. ANT VII/1: September/Okttober 1988) fiel die Wahl aus verschiedenen Gründen auf den Längengrad 30°W . Entlang dieses Längengrades wurden zwischen 40°N und 40°S die Strahlungsgrößen G, R, I, A, E und S getrennt gemessen und als 1 min-Summen abgespeichert. Somit konnten aus nahezu allen Klimaregionen des Atlantiks Daten gewonnen werden.

2 ERGEBNISSE

2.1 Meridionalverteilung des Strahlungshaushalts

Die Meridionalverteilung der Tagessummen der Strahlungsbilanz Q und ihrer einzelnen Komponenten während ANT V/5 zeigt Fig. 1. Die Lage der ITCZ bei 4°N ist deutlich an dem starken Rückgang von G und der Zunahme von A erkennbar. Ursache sind die in diesem Bereich auftretenden kompakten Wolken, die insbesondere den Beitrag der höheren und somit kälteren Schichten zu A abschirmen. Je nach Bedeckungsgrad zeigen G und A auch in anderen Breitenzonen ein gegenläufiges Verhalten. Der gleichförmige Verlauf von E weist auf drei geographischen Breiten Besonderheiten auf. Zum Vergleich ist an der Ordinate die Meeresoberflächentemperatur aufgetragen, die mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes aus der Wärmestrahlung E berechnet wurde:

38°S : Übergang vom kalten Falklandstrom zum

Warmwassergebiet des Brasilstromes, 5°S : höchste Temperaturen des Brasilstromes (28°C),

30°N : Übergang zum kalten Kanaren-Strom.

Die Tagessummen von R zeigen kaum eine Variation mit der geographischen Breite, nur im Bereich der ITCZ vermindert sich R analog zu G und Q .

2.2 Häufigkeitsverteilungen

Klimaregionen lassen sich u.a. durch verschiedene statistische Kennzahlen gegeneinander abgrenzen. Hier sollen die relativen Häufigkeiten der Größen G, A, R und I im Seegebiet vor Westafrika (10°N - 30°N) diskutiert werden (Fig. 2). Die Globalstrahlung G ist nicht auf alle Klassen gleichmäßig verteilt, sondern es sind 2 relative Maxima erkennbar: $G < 180 \text{ W/m}^2$ und $900 \text{ W/m}^2 < G < 1100 \text{ W/m}^2$, letzteres läßt sich vor allem mit der in diesem Gebiet geringen Bewölkung erklären, während ersteres zwei Zeitabschnitte umfaßt: Zeiten des Sonnenauf- und -unterganges sowie Zeiten mit stärkerer Bewölkung. Die entsprechenden relativen Maxima lassen sich bei I folgendermaßen abgrenzen: $I < 50 \text{ W/m}^2$, $700 \text{ W/m}^2 < I < 900 \text{ W/m}^2$. Die langwellige Wärmestrahlung der Atmosphäre A ist auf den Bereich $200 - 410 \text{ W/m}^2$, mit einem Maximum bei 380 W/m^2 , beschränkt, dies entspricht einer Strahlungstemperatur von 13°C .

2.3 Trübung der Atmosphäre

Die Sonnenstrahlung wird auf ihrem Wege durch die Atmosphäre durch Streuung und Absorption geschwächt. Eine Charakterisierung der Trübung der Sonnenstrahlung, integriert über das gesamte Sonnenspektrum, läßt sich mit Hilfe des Linke-Trübungsfaktors T_L vornehmen. Er kann mit einer von Kasten (1980) vorgeschlagenen Parametrisierungsformel berechnet werden, in die nur die Meßgröße I sowie als Rechengrößen der Sonnenhöhenwinkel und die aktuelle extraterrestrische Bestrahlungsstärke I_0 eingehen. Für den wolkenfreien Himmel wurde der Trübungsfaktor T_L bestimmt. Fig. 3 zeigt die Meridionalverteilungen des Trübungsfaktors, getrennt berechnet für beide Fahrtabschnitte. Folgende Charakteristika sind erkennbar: Von 20°S , einem Gebiet mit geringsten Werten der Trübung, steigt T_L wegen der zunehmenden Feuchtigkeit der Atmosphäre bis zur ITCZ an. Wegen der zum Teil geschlossenen Bewölkung war hier eine Bestimmung von T_L nicht möglich. Nördlich der ITCZ nimmt T_L wiederum ab. Bei 10°N rufen die besonders im März/April in der südlichen Sahara auftretenden Sandstürme eine Erhöhung des Trü-

bungsfaktors hervor.

2.4 Albedo der Meeresoberfläche

Die Meeresoberfläche reflektiert je nach Seegang einen mehr oder weniger großen Anteil der einfallenden Globalstrahlung. Die Reflexion ist außerdem abhängig vom Sonnenhöhenwinkel γ . Fig. 4 zeigt den aus dem gesamten Datensatz von ANT V/5 berechneten Verlauf der Albedo ρ in Abhängigkeit von γ (dicke Linie), die dazugehörige Streuung (σ) ist durch 2 dünne Linien gekennzeichnet. Außerdem ist der Verlauf der Albedo, berechnet nach einer Parametrisierungsformel von Coakley (1979), gestrichelt eingetragen. Die gute Übereinstimmung zwischen Meßwerten und nach der Parametrisierungsgleichung berechneten Werten ist augenfällig.

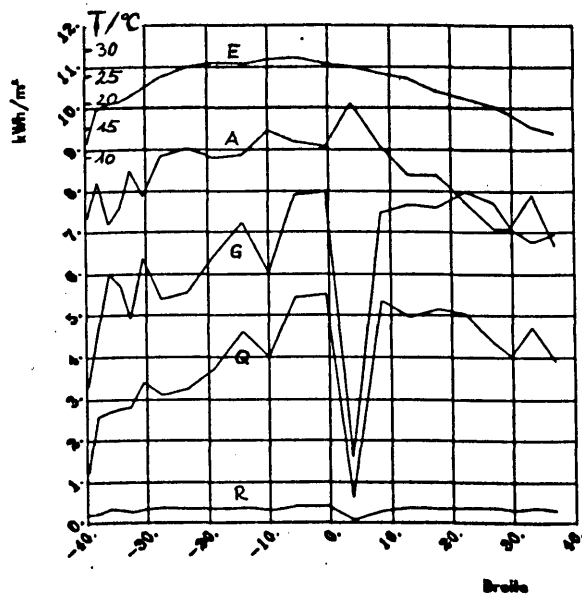


Fig. 1 ANT V/5
Meridionalverteilung der Strahlungsblanz Q
und ihrer Komponenten: $Q = (G-R) - (E-A)$
(Tagessummen)

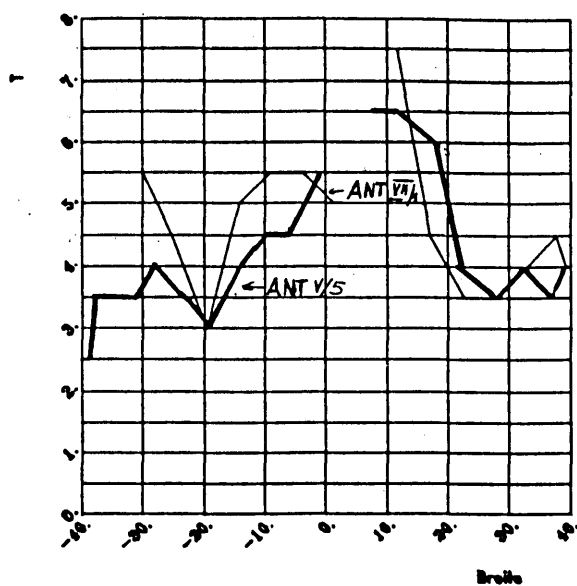


Fig. 3 Linker'scher Trübungsfaktor T
Meridionalverteilung

3 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Die vorgestellten Ergebnisse sind erste Beispiele für Besonderheiten des Strahlungsklima auf See. Die Auswertungen sind noch nicht abgeschlossen.

4 LITERATUR

- Coakley, J.A.: J. Atmos. Sci. 36 (1979) 260-269.
Kasten, F.: Meteorol. Rdsch. 33 (1980) 124-127.

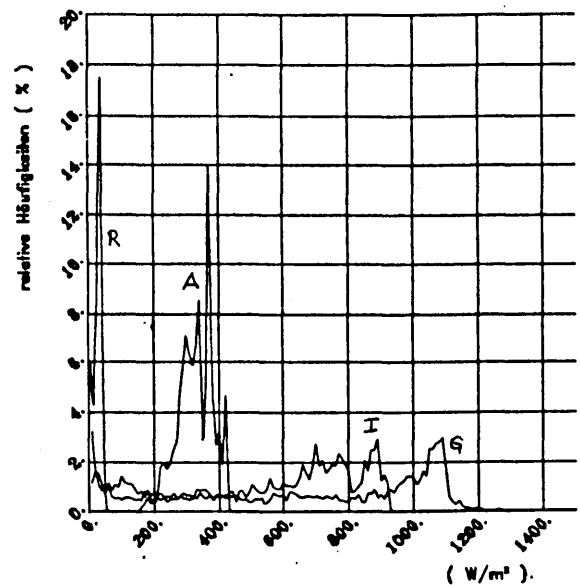
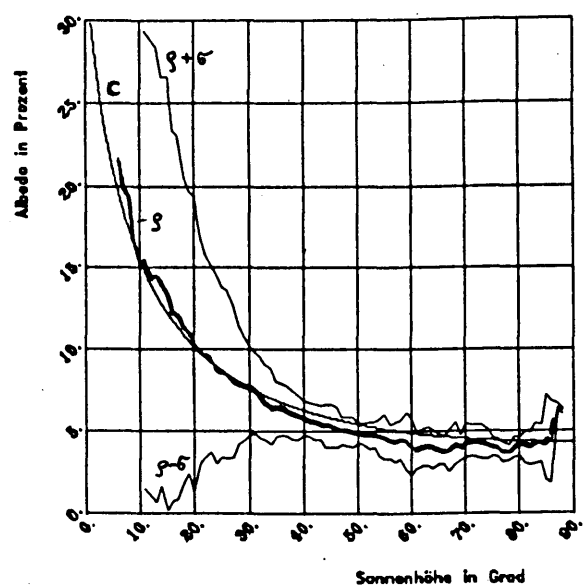


Fig. 2 ANT V/5
relative Häufigkeiten von G , A , R , und I
04.04. - 09.04.1987



ANT V/5
Fig. 4 Albedo in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe
C theoretische Werte nach Coakley

Sensitivitätsanalyse des T21 Modells bei geänderten Wassertemperaturen im Atlantik

*Ursula Stähler, Institut für Geophysik und Meteorologie
Universität Frankfurt*

Rita Glowienka-Hense, Andreas Hense

Alfred-Wegener Institut für Polar- und Meeresforschung

Mit Hilfe des T21 Modells (s. Fischer (Ed.), 1987) wurden zwei Anomalieexperimente im permanenten Januarmodus durchgeführt, die mit einem Kontrolllauf verglichen werden. Geändert wurden die als untere Randbedingung vorgegebenen Wasseroberflächentemperaturen im Atlantik : für die "KALT" Simulation sind dies die mittleren Januartemperaturen der Dekade 1904-13, die der "WARM" Simulation entsprechen der Dekade 1951-60. Die Wassertemperaturen des "KONTROLL" Laufs sind repräsentativ für die siebziger Jahre. Die historischen Wassertemperaturen entstammen einer objektiven Analyse des HSST Datensatzes (Höflich, 1974). Details dieser Analyse findet man in Glowienka-Hense (1987).

Aus dem Zirkulationsmodell stehen als Daten zur Auswertung je 17 dreißig Tage Mittelwerte der geostrophischen Stromfunktion in den Höhen 1000, 850, 500 und 300 hPa aus KALT bzw WARM zur Verfügung, dagegen nur 8 Realisierungen des Januarmodellklimas für den KONTROLL Lauf.

Eine multivariate Signal - zu - Rausch Analyse und Rekurrenz abschätzung - (Details bzgl der hier beschriebenen Experimente entnehme man der Arbeit Stähler et.al. (1988); Details der Statistik sind z.B. beschrieben in v.Storch und Zwiers (1988)) - zeigt für den Vergleich WARM gegen KALT in 1000 hPa ein deutliches Signal (Abb.1), stellt man die Differenz in einer geeignet gewählten Kugelfunktionshierarchie dar. Alle anderen Vergleiche dieser Art liefern kein Signal. Abb.2 zeigt die Differenz der Beobachtungen des Bodendrucks der entsprechenden Dekaden. Der subjektive Vergleich mit Abb.1 zeigt einige Ähnlichkeiten, die einer objektiven Analyse jedoch nicht standhalten. Wegen der immer vorhandenen systematischen Fehler eines grobauflösenden Zirkulationsmodells kann dies aber auch nicht erwartet werden.

Zur Untersuchung der simulierten Anomalien in 300 hPa werden die barotropen Normal Modes des mittleren Grundstroms (Simmons et.al. (1983), Branstator (1985 a,b)) als Basisfunktionen gewählt. (Einzelheiten entnehme man der Arbeit Hense et.al. (1989)). Hier zeigt der Vergleich WARM gegen KONTROLL und KALT gegen KONTROLL ein klares - dh ein signifikantes und rekurrentes - Signal (Abb. 3). Dies bedeutet, daß man die Antwort des T21 Modells in der oberen Troposphäre auf die geänderten Randbedingungen durch ein stationäres, lineares barotropes Modell erklären kann.

Fischer, G. (Ed.), 1987, Climate simulations with the ECMWF T21 Modell in Hamburg, Meteorologisches Institut Large Scale Atmospheric Modelling Report No. 1 159 pp

Höflich, W., 1974, The seasonal and secular variations of the meteorological parameters on both sides of the ITCZ in the Atlantic Ocean, in GARP Report No.2

Glowienka-Hense, R., 1987, Statistische Analyse der Nordatlantik Oszillation im Bodendruck: Beobachtungen (1881-1984) und Simulation im Zirkulationsmodell T21, sowie die Rolle der Temperatur der Meeresoberfläche, Meteorologisches Institut der Universität Bonn, 90pp

Stähler, U., Hense, A. und v.Storch, H., 1988, Analysis of the T21 Model's hemispheric response to large scale changes in the Atlantic SST pattern, in Climate Simulations with the ECMWF T21 model in Hamburg, Part II, Meteorologisches Institut Large Scale Atmospheric Modelling Report No.4, 141-167

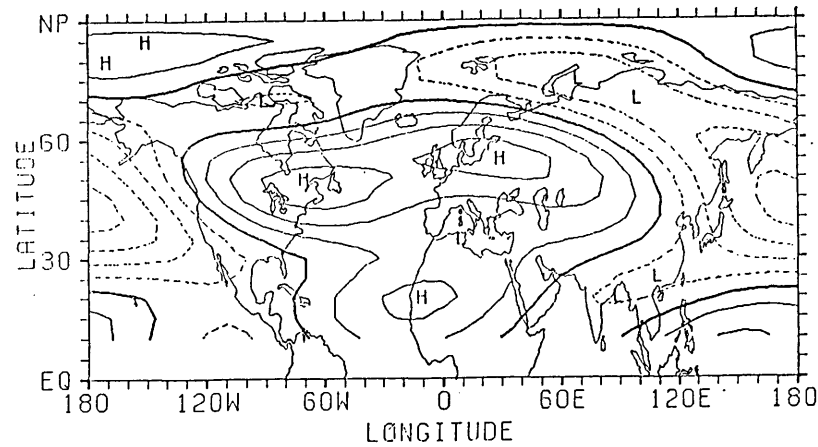
v. Storch, H. und Zwiers, F.W., 1988, Recurrence analysis of climate sensitivity experiments, J. Climate, 1

Simmons, A., Wallace, and Branstator G., 1983, Barotropic wavepropagation and instability, and atmospheric teleconnection patterns, J. Atmos. Sci., 40, 1363-1392

Branstator, G., 1985a, Analysis of General circulation model sea-surface temperature anomaly simulations using a linear model. Part I: Forced Solution J. Atmos. Sci., 42, 2225-2241

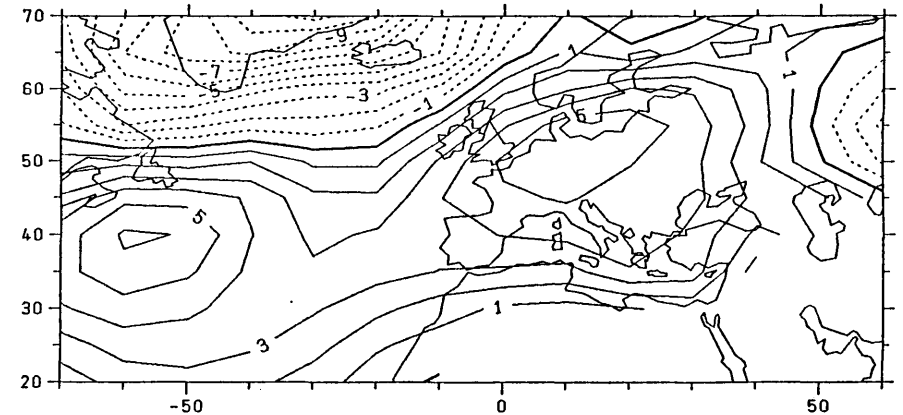
Branstator, G., 1985b, Analysis of General circulation model sea-surface temperature anomaly simulations using a linear model. Part II: Eigen analysis J. Atmos. Sci., 42, 2242-2254

Hense, A., Glowienka-Hense, R., v. Storch, H. and Stähler, U., 1989, Northern hemisphere atmospheric response to changes of Atlantic Ocean SST on decadal time scale - a GCM experiment, in Vorbereitung



DIFF STREAMF. COLD-WARM, SPH. HARM., 1000 HPA, PAR. 23
Z=0.0, D=5.0 (M**2/SEC), SKAL. (10**5), VAR. 69.1%

Abb.1: Signifikantes und rekurrentes Signal in 1000 hPa zwischen der WARM und KALT Simulation



mean surface pressure difference (hPa)

Test - Reference January

neg. anomaly - - -, pos. anomaly — 1904/13 - 1951/60

Abb.2: Signifikantes und rekurrentes Signal im Bodendruck aus Beobachtungen, Differenz Januar 1904-13 - Januar 1951-60

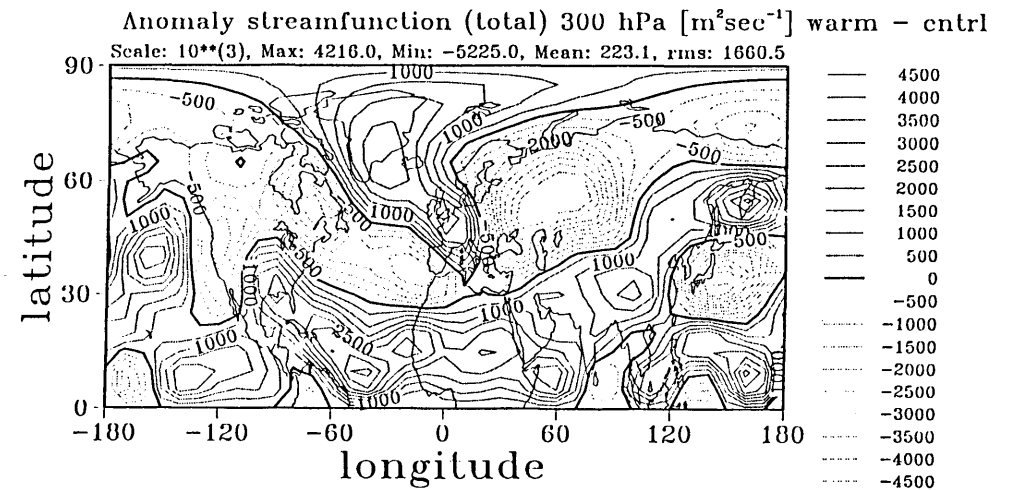
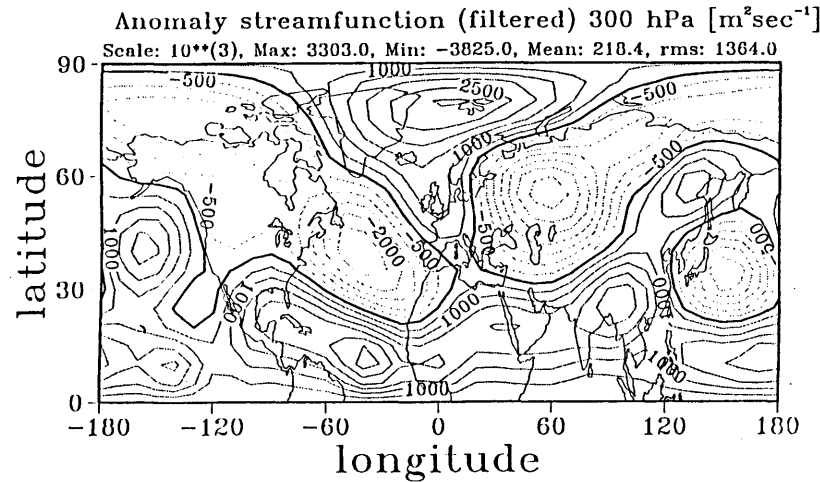


Abb.3: Signifikantes und rekurrentes Signal in 300 hPa (links) im Vergleich zum Rohsignal (rechts) zwischen der WARM und KONTROLL Simulation nach der Projektion auf barotrope Normal Modes des mittleren Basisstrom WARM + KONTROLL

DER EINFLUSS ZEITLICHER ÄNDERUNGEN DER SST IN EINEM ATMOSPHERISCHEN KLIMA-MODELL

Winfried König, Edilbert Kirk, Michael Ponater, Robert Sausen
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
Bundesstraße 55, D-2000 Hamburg 13

1 EINLEITUNG

Anomalien der Oberflächentemperatur (SST) in niederen Breiten spielen eine Schlüsselrolle in der langjährigen Variabilität des Klimas. Der Einfluß auf die Atmosphäre ist allerdings wegen der Rückkopplungseffekte durch die Bewölkung nicht direkt abzuschätzen. Es erscheint daher sinnvoll, die wesentlichen Vorgänge in einem globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell unter Vorgabe beobachteter SST als unterer Randbedingung zu studieren. Die Rückwirkung der Modellatmosphäre auf den Ozean bleibt dabei außer Betracht, da gekoppelte Ozean-Atmosphären-Modelle mit größeren Fehlern behaftet sind und daher mögliche Modelldefekte die Auswertung der Ergebnisse erschweren würde.

2 SENSITIVITÄTSUNTERSUCHUNG MIT DEM EZMW-MODELL

Das Vorhersagemodell des EZMW wird in Hamburg in einer Version mit geringerer Auflösung (T21) für Klimastudien verwendet. Integrationen dieses atmosphärischen Modells wurden über einen Zeitraum von 16 Jahren mit verschiedenen Randbedingungen durchgeführt, einmal mit dem klimatologischen Monatsmittel der Ozeanoberflächentemperatur (CONTROL S), zum anderen mit der von 1970 bis 1985 beobachteten SST (GAGO).

Im Vergleich zu Beobachtungsdaten weist vor allem die zweite Modellversion eine realistischere Wiedergabe der wesentlichen atmosphärischen Mechanismen auf. Dies wird am Vergleich des aus Modelldaten berechneten (negativen) Southern Oscillation Index (SOI), (Differenz der Bodendruck-

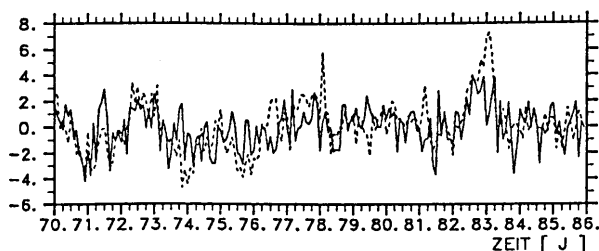


Abbildung 1 : Zeitreihen der Monatsmittelwerte des Southern Oscillation Index (SOI) von GAGO (durchgezogen) und Beobachtungen (gestrichelt).

anomalien von Darwin ($12^{\circ}\text{S}, 131^{\circ}\text{O}$) und Tahiti ($18^{\circ}\text{S}, 149^{\circ}\text{W}$)), mit entsprechenden beobachteten Werten dieser Größe deutlich (Abb. 1). Auf längeren Zeitskalen entspricht das Modell der Beobachtungen; so treten negative SOI-Werte zu den El Niño-Ereignissen der Winter 1972/3, 1976/7 und 1982/3 übereinstimmend bei Modell und Beobachtung auf. Fluktuationen während einzelner Monate können dabei allerdings sehr verschieden sein.

3 STATISTISCHE AUSWERTEMETHODE

Das statistische Verfahren zur Auswertung von Monatsmitteln der Eigenschaften von GAGO und CONTROL S verläuft in zwei Schritten (v. Storch und Roeckner 1983): zunächst zeigt ein multivariater Test die globale Relevanz lokaler Unterschiede zwischen GAGO und CONTROL S auf. Findet man beim multivariaten Test eine globale Verschiedenheit der beiden Stichproben, wird in einem zweiten Schritt eine univariate Analyse angefügt, um die Unterschiede in ihrer geographischen Verteilung zu lokalisieren.

Der multivariate Test besteht aus einem Permutationsverfahren (v. Storch et al. 1985), in dem eine Anzahl von Rangtests mit zufallsartig vertauschten Realisierungen von CONTROL S mit dem Test der unpermutierten Stichprobe verglichen wird. Eine Realisierung ist hierbei ein bestimmter monatlicher Mittelwert für eines der untersuchten 16 Jahre. Prozentzahlen, die kleiner als 5% oder größer als 95% sind, können als Richtwert für die signifikante Verschiedenheit der GAGO- und CONTROL S-Ensembles angesehen werden. Einige Beispiele zeigt Tabelle 1. Unterschiede zwischen GAGO und CONTROL S treten fast ganzjährig beim kurzwelligen Strahlungsfluß am Boden auf. In den übrigen

	Jan	Mrz	Mai	Jul	Sep	Nov
sens. Wärmefluß	76	2	14	17	2	3
lat. Wärmefluß	5	2	59	4	3	7
lw. Strahlung	5	2	25	1	1	11
kw. Strahlung	3	4	8	1	3	1
$\Phi(500 \text{ hPa})$	81	78	97	76	100	93

Tabelle 1 : Anteil [%] der permutierten Rangstatistiken, die kleiner oder gleich dem Rang der ursprünglichen Stichprobe sind.

gen dargestellten Größen sind die signifikanten Differenzen eher sporadisch. Die anschließende univariante Analyse benutzt das Rekurrenzverfahren (v. Storch und Zwiers 1988), das in Abb. 2 veranschaulicht wird. Es beschreibt den Grad der Trennung der Verteilungsfunktionen der GAGO- und CONTROL S-Ensembles für jeden Gitterpunkt.

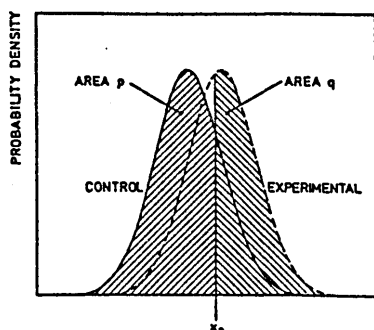


Abbildung 2 : Schematische Darstellung der (p,q)-Rekurrenz (Aus: v. Storch und Zwiers 1988).

4 ERGEBNISSE

Abb. 3 zeigt die (p,50%)-Rekurrenz der Januarwerte der kurzwelligen Einstrahlung am Erdboden. Bei GAGO tritt demzufolge eine erhöhte Einstrahlung vor allem über der Sahara und subtropischen Ozeanregionen auf. Diese Strukturen sind in allen Monaten anzutreffen. Außerdem sind sie konsistent zu den Ergebnissen der langwelligen Austrahlung, obwohl die Rekurrenz bei GAGO und CONTROL S in diesem Fall nicht so große Werte annimmt (König et al. 1989).

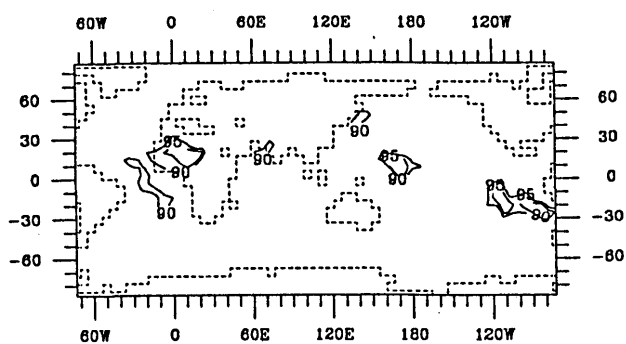


Abbildung 3 : Geschätzte (p,50%)-Rekurrenz für Januarwerte der kurzwelligen Strahlung am Erdboden.

Die Ergebnisse bei den Strahlungsgrößen weisen darauf hin, daß sich in den ausgezeichneten Regionen die Passate bei GAGO deutlicher auswirken. Zur weiteren Veranschaulichung soll an Meridional-schnitten des Zonalwindes in 300 hPa die Lage des subtropischen Strahlstromes gezeigt werden. Die Unterschiede in den Windmaxima sind (1%,50%)-rekurrent. In Abb. 4 ist die kinematische Rossby-Zahl der Januarwerte des Zonalwindes in die-

sem Niveau in ihrer meridionalen Verteilung auf der Nordhemisphäre aufgetragen. Dargestellt sind ausgewählte Jahre des GAGO-Laufes im Vergleich zu einer exemplarischen Verteilung von CONTROL S, wo eine sehr viel geringere Variabilität des Windmaximums gefunden wird. In den Jahren 1971

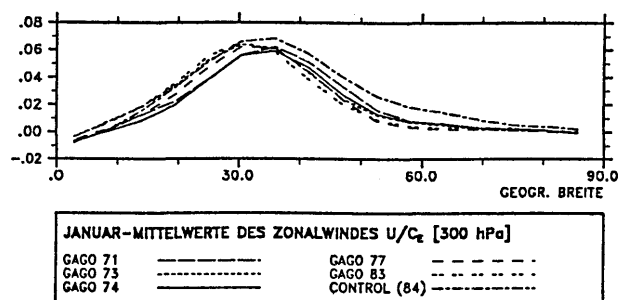


Abbildung 4 : Meridionale Verteilung des zonal gemittelten Windes U in 300 hPa normiert mit der Erdumlaufgeschwindigkeit am Äquator C_E .

und 1974 mit deutlich negativem SOI im Januar ist das Windmaximum bei GAGO klar nach Norden verschoben im Gegensatz zu allen anderen Jahren. Die mittlere geographische Lage des Windmaximums im Januar und der entsprechende Wert des SOI weisen einen Korrelationskoeffizienten von -0.6 auf. Während der El Niño-Fälle ist der GAGO-Zonalwind im Maximum erhöht. Die verstärkten Passate bei GAGO als Ursache der ausgeprägten Strahlungswerte werden durch die geringere Intensität des Subtropenstrahlstroms bei GAGO widerspiegelt.

Unsere Ergebnisse geben einen Hinweis auf die Intensitätsänderung der Hadleyzirkulation als Reaktion auf Anomalien der SST.

LITERATUR:

König, W.; Kirk, E.; Sausen, R.: Response of model air-sea fluxes to SST-variations. In: G. Fischer (ed.): Climate Simulations with the ECMWF T21-model in Hamburg Part III. Large Scale Atmospheric Modelling Report No. 7. Meteorologisches Inst. Univ. Hamburg 1989.

Storch, H. v.; Roeckner, E.: Verification of general circulation models applied to the Hamburg University GCM. Part I: Test of individual climate states. Mon. Wea. Rev., 111 (1983), 1965-1976.

Storch, H. v.; Zwiers, F.: Recurrence analysis of climate sensitivity experiments. J. Clim., 1 (1988), 157-173.

Storch, H. v.; Roeckner, E.; Cubasch, U.: Intercomparison of extended-range January simulations with general circulation models: statistical assessment of ensemble properties. Beitr. Phys. Atmosph., 58 (1985), 477-497.

NICHTLINEARE ENERGIEUMWANDLUNGEN ZWISCHEN STATIONÄREN UND TRANSIENTEN ATMOSPHÄRISCHEN WELLEN

U. Ulbrich und P. Speth
Institut für Geophysik und Meteorologie
der Universität zu Köln
Kerpener Str. 13
5000 Köln 41

1 Einleitung

Nichtlineare Energieumwandlungen zwischen großskaligen stationären und transienten Wellen sind nicht nur für die Entstehung und den Abbau blockierender Wetterlagen relevant. Sie spielen auch im Energiehaushalt von Wellen eine Rolle, die über die Zeitskala von einem Monat stationär sind. Betrachtet man diese Wechselwirkungen im Rahmen des atmosphärischen Energiezyklus (Abb. 1), so muß man die nichtlinearen Energieumwandlungen zwischen stationären und transienten Wellenanteilen von verfügbarer potentieller Energie ($C_{ATE-ASE}$) von den entsprechenden Umwandlungen für die kinetische Energie ($C_{KTE-KSE}$) unterscheiden. Beide Wechselwirkungen werden auf ihre globale Bedeutung sowie auf die Struktur der zonal gemittelten Beiträge hin untersucht.

Die hier dargestellten Ergebnisse wurden anhand von täglichen initialisierten globalen Analysedaten (Zeitraum: 1981 - 1987) des ECMWF berechnet, die am Deutschen Klimarechenzentrum in Hamburg zur Verfügung stehen.

2 Ergebnisse für den Monat Januar

2.1 Wellenanteile der verfügbaren potentiellen Energie

Im globalen Mittel ergibt sich ein Abbau der stationären Wellenanteile der verfügbaren potentiellen Energie A_{SE} (im wesentlichen durch stationäre Temperaturwellen entlang eines Breitenkreises bestimmt) zugunsten des transienten Wellenanteils A_{TE} . Die nichtlineare Umwandlung erreicht mit 0.47 W/m^2 die gleiche Größenordnung wie die baroklinen Umwandlungsterme der stationären Wellen, deren globale Mittelwerte 0.92 W/m^2 (CA_S) bzw. 0.64 W/m^2 (CE_S) betragen. Die maximalen Beiträge treten zwischen 40°N und 80°N unterhalb des 300 hPa-Niveaus auf (Abb. 2), also vornehmlich auf der Nordseite des Maximums der Beiträge zu A_{SE} bei 45°N . Lange (zonale Wellenzahl 1 - 3) und kürzere (zonale Wellenzahl größer als 3) transiente Wellen haben an diesem nichtlinearen Prozeß etwa den gleichen Anteil, wobei die Umwandlung der durchweg langen stationären Wellen zu langen transienten

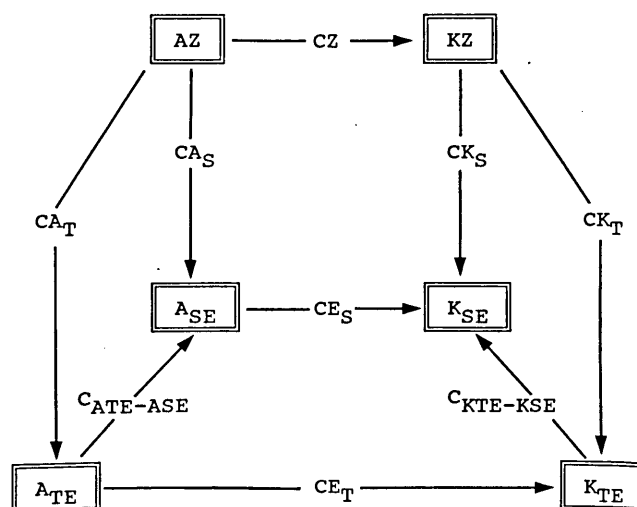


Abb. 1: Atmosphärischer Energiezyklus (ohne Erzeugungs-/Dissipationsterme)
(Nach Oort, 1964; Lau und Oort, 1982):

AZ, KZ	Zonale Anteile an verfügbarer potentieller / kinetischer Energie
A_{SE} , K_{SE}	Anteile der stationären Wellen
A_{TE} , K_{TE}	Anteile der transienten Wellen
CA_S , CE_S , CK_S	Umwandlungsterme für stationäre Wellen
CA_T , CE_T , CK_T	Umwandlungsterme für transiente Wellen
$C_{ATE-ASE}$, $C_{KTE-KSE}$	Nichtlineare Umwandlungsterme

Wellen in höheren, die zu kürzeren transienten Anteilen in mittleren Breiten dominiert.

2.2 Wellenanteile der kinetischen Energie

Die nichtlineare Umwandlung zwischen stationären und transienten Wellenanteilen der kinetischen Energie (K_{SE} und K_{TE}) verschwindet im globalen Mittel. Bei Betrachtung der nur zonal gemittelten Beiträge ergeben sich aber im Winter der Nordhemisphäre hohe Umwandlungsraten vom transienten zum stationären Anteil (Abb. 2). Diese Umwandlung erfolgt im Bereich zwischen den Energiedichtemaxima von K_{SE} , die man mit Subtropenjet- und Polarjet-Maximum identifizieren kann. Sie geht aus-

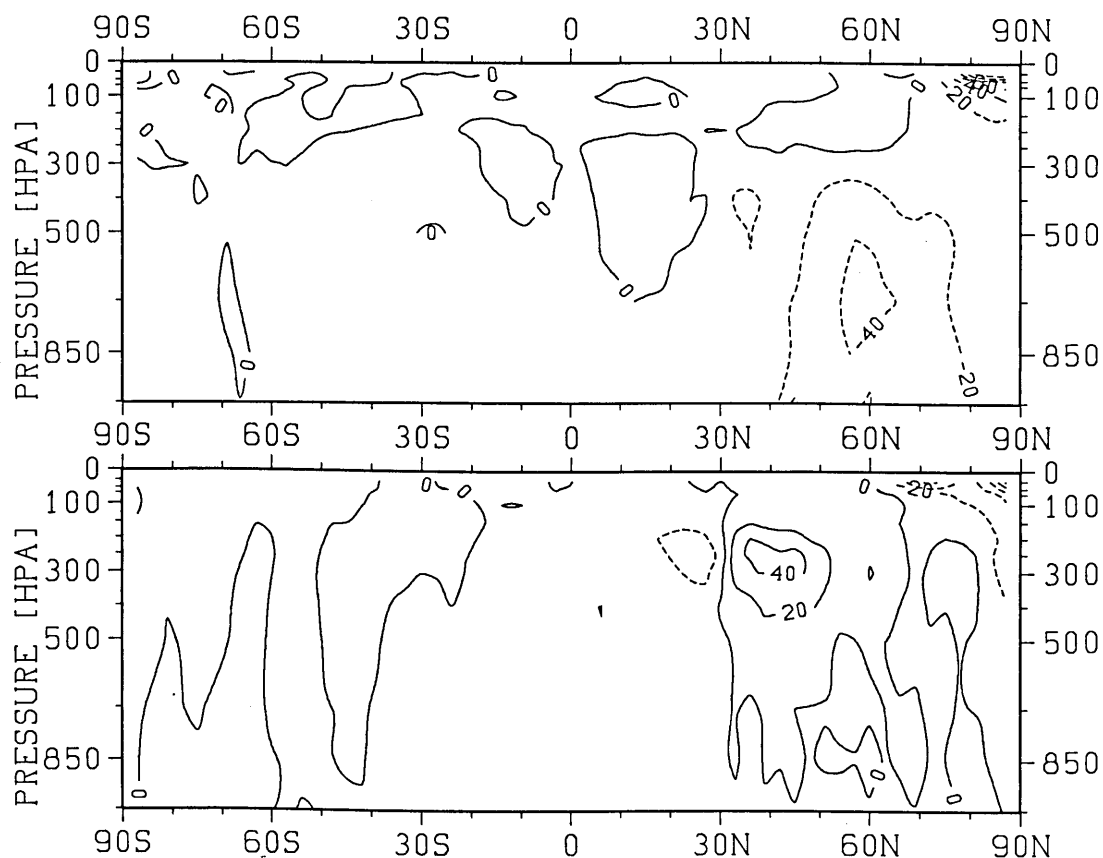


Abb. 2: Nichtlineare Umwandlungsterme
Beiträge in $10^{-6} \text{ W / (m}^2 \cdot \text{Pa)}$; Januar Mittel 1981-1987
Oben: $C_{ATE-ASE}$ Unten: $C_{KTE-KSE}$

schließlich auf Impulstransporte durch kürzere transiente Wellen zurück. Auch das globale Integral ergibt bei ausschließlicher Betrachtung der durch kürzere transiente Wellen hervorgerufenen nicht-linearen Umwandlung einen Energiefluß zum stationären Anteil. Im Gegensatz dazu läßt sich ein Abbau der stationären Wellen durch die langen transienten Wellen für die gesamte Nordhemisphäre feststellen.

3 Diskussion

Die Ergebnisse für die globalen Integralwerte der nichtlinearen Umwandlungsterme stimmen größenordnungsmäßig mit den Ergebnissen von Lau und Oort (1982) überein. Die Betrachtung nur zonal gemittelter Beiträge zu den Umwandlungstermen zeigt für den Term $C_{ATE-ASE}$, daß der globale Wert fast ausschließlich auf lokale Abbauprozesse der nordhemisphärischen stationären Temperaturwellen zurückgeht.

Die kürzerwelligen transienten Impulstransporte scheinen gemäß der Verteilung der Beiträge zu $C_{KTE-KSE}$ auf einen Ausgleich des relativen Minimums der stationären kinetischen Wellenenergie

zwischen Subtropen- und Polarjet hinzuwirken. Bei Anwendung der Näherungen, die für die E-Vektor-Methode erforderlich sind (Wallace und Lau, 1985) wird dieses Beitragsmaximum um ca 50% unterschätzt.

Die Strukturen der nichtlinearen Umwandlungsterme im Winter der Südhemisphäre sind den oben beschriebenen für den Winter der Nordhemisphäre ähnlich. Allerdings erreichen die Umwandlungen nur einen erheblich geringeren Betrag.

Literatur:

- Lau, N.-C. und A.H. Oort, 1982: Comparative study of observed northern hemisphere circulation statistics based on GFDL and NMC analyses. Part II: Transient eddy statistics and the energy cycle. *Mon. Wea. Rev.* **110**, 889 - 906
- Oort, 1964: On estimates of the atmospheric energy cycle. *Mon Wea. Rev.* **109**, 483 - 493
- Wallace, J.M. und N.-C. Lau, 1985: On the role of barotropic energy conversions in the general circulation. In: S. Manabe (Hrsg.): *Advances in Geophysics* **28A**, pp. 33 - 74. Academic Press, Orlando

HORIZONTALE WELLEN UND VERTIKALE FLÜSSE IM BEREICH DER INNERTROPISCHEN KONVERGENZZONE ÜBER AFRIKA

Thomas Burkhardt, Meteorologisches Institut, Bonn
Thomas Sperling, Institut für Geophysik und Meteorologie, Köln

1 EINLEITUNG

Charakteristisch für die Atmosphäre über Westafrika und dem Ostatlantik zwischen Mai und September sind westwärts wandernde synoptisch-skalige Störungen. Diese am Rand der Innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) beobachteten horizontalen Wellen werden als "easterly waves" (EWs) bezeichnet. Durch Spektraluntersuchung von Zeitreihen weist NITTA et. al. (1985) die Existenz einer nördlichen und südlichen Zugbahn der Wellenstörungen nach. Solche Untersuchungen der räumlichen Verteilung der Wellenstörungen beschränken sich überwiegend nur auf kurze Zeiträume. Den hier vorgestellten Ergebnissen wurden langjährige Analysedaten des ECMWF für die Jahre 1982 bis 1986 zugrundegelegt. Eine Betrachtung von Fallstudien während des FGGE-Jahr 1979 zeigt den Zusammenhang von "easterly waves" und vertikalen Energieflüssen auf. Zur Diagnose wurden neben den "Final Level IIb" Analysen vom 1. Mai bis 30. Juni 1979 als Eingangsdaten METEOSAT-Infrarot-Bilder und Regenbeobachtungen vom "National Data Center" der USA verwandt.

2 SPEKTRALE UNTERSUCHUNG

Zur Untersuchung der räumlichen Verteilung der Störungen wurden Zeitreihen der meridionalen Windkomponente für die Monate Mai bis September einer Spektralanalyse unterzogen. Die zeitlich gemittelte Feldverteilung (Abb. 1) läßt zwei unterschiedliche Zugbahnen der "easterly waves" für den Zeitraum von 1982 bis 1986 erkennen. Die nördlichen Wellen haben eine geringe vertikale Erstreckung bis 850 hPa, während die südlichen Störungen bis in 700 hPa zu erkennen sind. Die Wellenlängen und Phasengeschwindigkeiten - die mit einer Kreuzspektralanalyse bestimmt wurden - variieren von Jahr zu Jahr.

Im Einklang mit den gefundenen Zugbahnen der Wellenstörungen erkannte EBERZ (1987) bei der Untersuchung von Fallstudien innerhalb des FGGE-Jahr 1979 (Abb. 2) unterschiedliche dynamische Eigenschaften der Wellen. Mit Hilfe energetischer Untersuchungen konnte den nördlichen Wellen (EW 1,2,4 und 5) ein baroklines und den südlichen Wellen (EW 3 und 6) ein barotropes Umfeld eindeutig zugeordnet werden. Der Zusammenhang der Wellenstörungen mit den vertikalen Flüssen wird anhand der EW 4 und 6 (Abb.2) dargestellt.

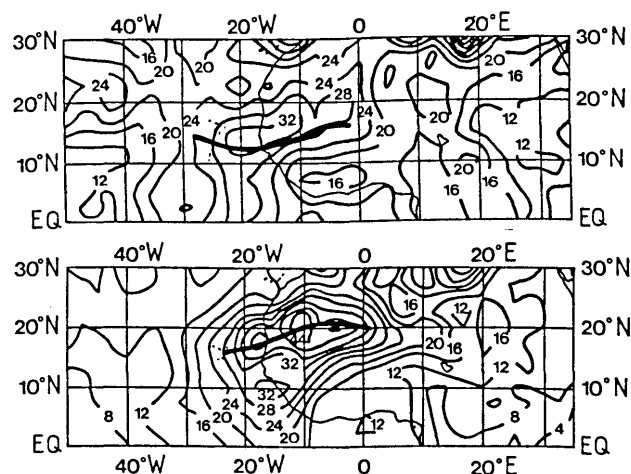


Abb. 1 Zeitlich gemittelte Energiedichtespektren der meridionalen Windkomponente von 1982 bis 1986 integriert über das Periodenintervall von 3,8 bis 4,8 Tagen in 700 hPa (oben); 4,2 bis 5 Tagen in 850 hPa (unten).

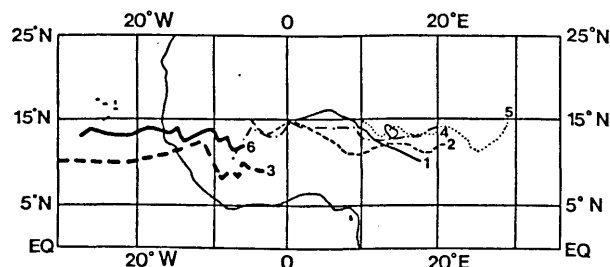


Abb. 2 6 Zugbahnen von "Easterly Waves" in 850 hPa; die Ziffern 1 bis 6 kennzeichnen die Einzelfälle an ihrem Entstehungsort.

3 VERTIKALE FLÜSSE

Aus den atmosphärischen Energiehaushalten werden mit einer Residuumsmethode vertikale subsynoptische Flüsse für Enthalpie und latente Energie berechnet. Die Methode ist ähnlich der von YANAI et. al. (1973) benutzten. Ein Unterschied besteht in der Überbestimmung des hier verwendeten Gleichungssystems, was die objektive Abschätzung eines Fehlerwertes erlaubt. Durch Lösung des Gleichungssystems innerhalb atmosphärischer Boxen von $2.5^\circ \times 2.5^\circ \times 100\text{hPa}$, erhält man als Ergebnis den subsynoptischen Fluß der äquivalenten Enthalpie \ddot{a} (= latente Energie + Enthalpie).

Der Zusammenhang zwischen der durch den α -Fluß angezeigten Konvektion und dem Trogpunkt der EWs soll anhand von 2 Beispielen im Juni 1979 (EW4 und EW6 in Abb.2) mit Hilfe von Hovmöller-Diagrammen für den α -Fluß in 700 hPa gezeigt werden.

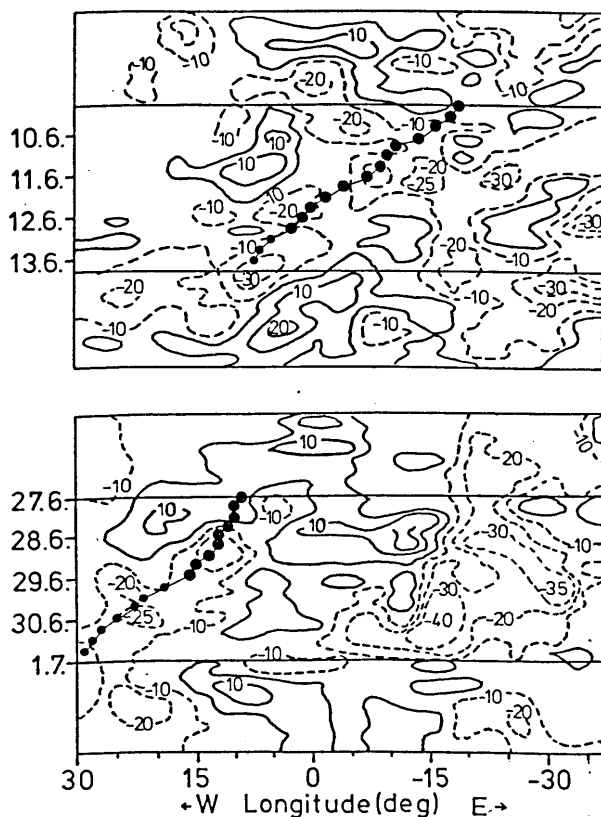


Abb.4: Hovmöller-Diagramme des α -Flusses in 10 W/m² in 700 hPa innerhalb der Box von 11.5-14° N.; oben: EW4, unten: EW6; neg.Werte gestrichelt; entsprechen aufwärts gerichteten Flüssen; dicke Punkte: Kennzeichnen Lage des Trogpunkts innerhalb der Box.

Es zeigt sich, daß die EWs in einen Bereich aufwärts gerichteter α -Flüsse zu finden sind. Einzelne Zellen ausgeprägter α -Flüsse, die sich in der Entstehungsphase der EWs östlich des Trogpunktes befinden, verlagern sich schneller westwärts als die EWs, wie auch von FUHRHOP (1988) bei Wolkenclustern beobachtet. Unterschiede zwischen den EWs im baroklinen Umfeld (EW4) und denen im barotropen (EW6) treten im α -Fluß nicht zu Tage.

Zur Zeit wird untersucht, ob die durch die α -Flüsse festgelegte Konvektion durch Freisetzung latenter Energie oder durch Enthalpie erzeugt wird. Hierzu ist die Aufspaltung des α -Flusses in den subsynoptischen Fluß latenter Energie und in den der Enthalpie nötig. Erste Ergebnisse deuten an, daß die südlichen EWs in Zusammenhang mit latenten Energieumsetzungen und die nördlichen mit Umsetzungen von Enthalpie gebracht werden können. Dies wird durch Bedeckungs- und Niederschlagsbeobachtungen gestützt.

4 ZUSAMMENFASSUNG

Die mit Satellitendaten und verbesserten Analysen erzielten Erkenntnisse über die dynamischen und konvektiven Vorgänge im Zusammenhang mit easterly waves lassen die Aufstellung des folgenden Schemas zu:

nördliche Wellen

Maximum in 850 hPa,
auf die Schicht unterhalb 700 hPa beschränkt,

trockene Konvektion,
keine hochreichende Bewölkung,

baroklines Umfeld,
Dominanz der baroklinen Anregung.

südliche Wellen

Maximum in 700 hPa,
große vertikale Erstreckung,

feuchte Konvektion,
Max. der hochreichenden Bewölkung,

barotropes Umfeld,
Dominanz der barotropen Anregung.

Weitere Untersuchungen müssen insbesondere den Zusammenhang zwischen EWs, squall lines und Niederschlag berücksichtigen.

5 LITERATUR

EBERZ, B.: Westwärts wandernde atmosphärische Wellenstörungen der afrikanischen Tropen: Ihre Dynamik und Energetik. Mitt. Inst. Geoph. Met. Univ. Köln, Heft 57 (1987).

FUHRHOP, R.: Einfluß von Wellenstörungen auf die konvektive Bewölkung im Bereich der Innertropischen Konvergenzzone über Afrika. Diplomarbeit, Universität Kiel (1988).

NITTA, T.; TAKAYABU, Y.: Global analysis of the lower tropospheric disturbances in the tropics during the northern summer of the FGGE year. Part II: Regional characteristics of the disturbances. PAGEOPH 123 (1985), S. 272-292.

YANAI, M.; ESBENSEN, S.; CHU, J.-H.: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. J.Atmos.Sci. 30 (1973), S. 611-627.

VERIFIZIERUNG EINES PARAMETRISIERUNGSANSATZES VON CIRREN FÜR KLIMAMODELLE ANHAND VON MESSERGEBNISSEN DES ICE '87

Burkhardt Rockel

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

Die wichtige Rolle von Cirren im Klimasystem der Erde ist zwar bekannt, die Beschreibung ihrer Lebenszyklen (Entstehung, Entwicklung und Auflösung) und ihrer Strahlungstransporteigenschaften, insbesondere für globale Vorhersagemodelle des Klimas, ist zur Zeit noch nicht zufriedenstellend gelöst. Feldexperimente, wie das mit der Teilnahme von verschiedenen europäischen Staaten durchgeführte Internationale Cirrus Experiment "ICE", können zur Verifizierung von vorhandenen und zu verbesserten oder neuen Parametrisierungsansätzen von Cirren dienen.

Der Strahlungstransport in Eiswolken hängt ab von der Form, der Zusammensetzung, der Größe und der Orientierung der Eiskristalle. Die vier am häufigsten vorkommenden Kristallformen sind Flaschenprismen, Rosetten, Säulen und Platten. Der Größenbereich der Eiskristalle reicht von einigen Mikrometern bis zu Millimetern. Die Eiskristalle können sowohl zufällig, als auch in einer Richtung orientiert sein.

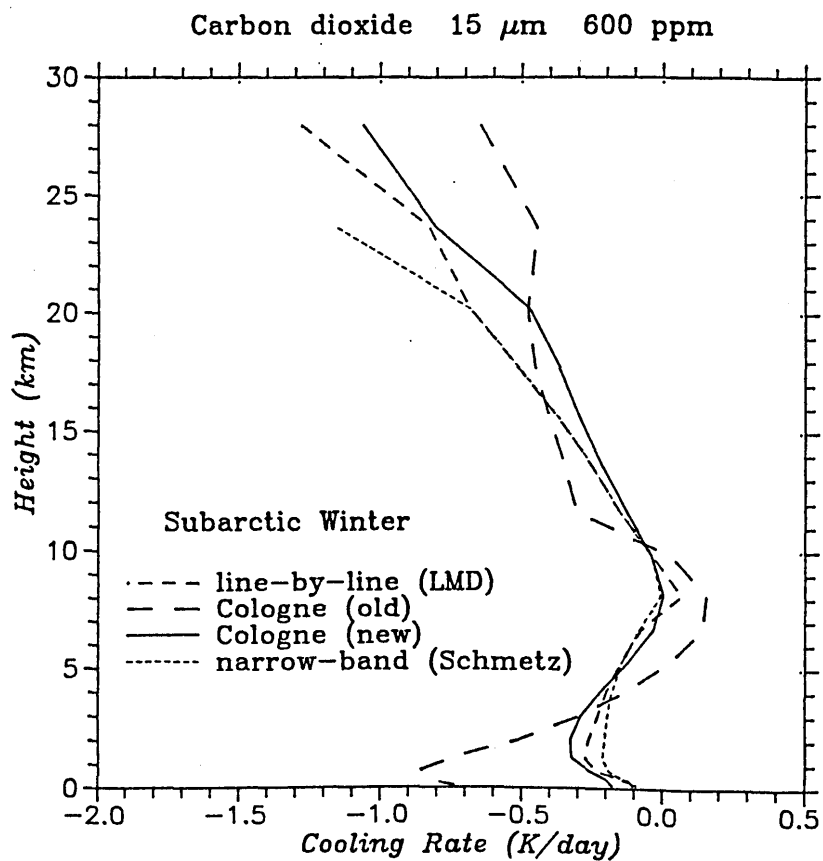
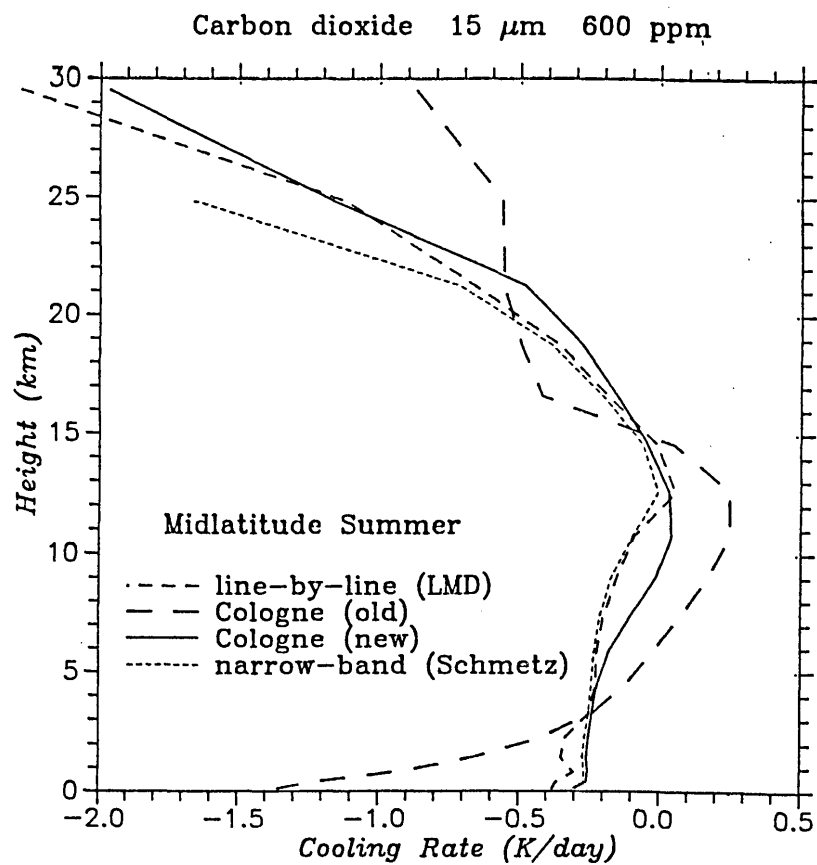
Durch diese Tatsachen ist die Behandlung von Eiswolken im Strahlungstransport erheblich komplizierter als die von Wasserwolken, da bei diesen mit rein kugelförmigen Tröpfchen gerechnet werden kann. Detaillierte Studien über den Strahlungstransport in Cirren beschränken sich aus diesem Grunde meist auf spezielle Formen von Eiskristallen.

In einem breitbandigen Strahlungstransportmodell unseres Instituts wurden zunächst nur die optischen Eigenschaften von kugelförmigen Eisteilchen berücksichtigt. Die Strahlungsparameter Emissionsvermögen (für den terrestri-

schen Spektralbereich) und Einfachstreueralbedo, Asymmetrieparameter und optische Dicke (für den solaren Spektralbereich) werden als Funktionen des Eisgehaltes der Wolke dargestellt.

Für die Meßphase des Cirrusexperimentes wird eine Fallstudie durchgeführt, bei der Berechnungen von Strahlungstransporteigenschaften der Cirren mit Messungen verglichen werden. Bei diesem Vergleich treten im wesentlichen die folgenden Fehlerquellen auf:

- (1) Fehler, bedingt durch die spektral breitbandige Parametrisierung des Strahlungstransportes. Die Größe dieser Fehler ist durch Vergleich mit einem spektral hochauflösenden Strahlungsmodell abschätzbar.
- (2) Die aktuellen Vertikalverteilungen der Absorber H_2O , CO_2 und O_3 , sowie der Temperatur (in der Luftsäule unter und oberhalb der Wolke) sind nicht genau bekannt. Zur Fehlerabschätzung werden mittlere Absorberprofile benutzt und in bestimmten Grenzen variiert.
- (3) Der Eisgehalt wurde anhand von Eispartikelmessungen mit einer PMS-Probe bestimmt, welche 2-dimensionale Abbildungen der Eispartikel liefert. Fehler beim Rückschluß auf die 3-dimensionale Gestalt der Teilchen führt zu Ungenauigkeiten in den Eisgehaltswerten.
- (4) Da die Cirruswolke Höhenschicht für Höhenschicht horizontal durchflogen wurde, bekommt man nur zeitlich versetzte Vertikalwerte des Eisgehaltes.
- (5) Fehler bei der direkten Strahlungsmessung.



BILDUNG UND TRANSPORT STRATOSPHERISCHER AEROSOLTEILCHEN UND IHRE BEDEUTUNG FÜR DEN STRALUNGSHAUSHALT

Ingrid Schult

Max-Planck-Institut für Meteorologie
2000 Hamburg 13

1 EINLEITUNG

Die Existenz einer stratosphärischen Aerosolschicht, die sich von ungefähr 10 km oberhalb der Tropopause bis etwa 25 bis 30 km Höhe erstreckt, ist seit langem bekannt. Schwefel in der Form von Sulfat und konzentrierter Schwefelsäure ist der Hauptbestandteil dieser stratosphärischen Aerosolteilchen, deren Radien im Bereich 0.1 bis 1 μm liegen. (WHITTEN 1982). Die Teilchenkonzentrationen innerhalb dieser Schicht unterliegen großen jahreszeitlichen und längerfristigen Schwankungen (HOFMANN 1981), wobei die höchsten Werte zusätzlichen stratosphärischen Teilcheninjektionen durch Vulkanausbrüche zugeordnet werden konnten. In den Zeiten ohne größere Vulkanaktivität ist die anthropogene Teilchenerzeugung in der Troposphäre und der Gesamtschwefelfluß der aus industriellen und biogenen Quellen stammenden gasförmigen Komponenten in die Stratosphäre für die Aufrechterhaltung der Aerosolschicht von Bedeutung. Die durch Vulkaneruptionen erhöhte Teilchenzahldichte in der Stratosphäre bewirkt gegenüber der ungestörten Atmosphäre eine Veränderung der Strahlungsflüsse. Um den möglichen Einfluß vulkanischer Teilchen auf die Temperatur zu untersuchen, werden Erwärmungsraten berechnet.

2 MODELLSTRUKTUR

Mit einem zonal gemittelten, zweidimensionalen Gitterpunktsmodell wird die globale Ausbreitung natürlicher und anthropogener Sulfataerosole in drei Größenklassen und der gasförmigen Schwefelkomponenten Schwefeldioxid, Carbonylsulfid und Schwefelsäure in der Stratosphäre zwischen 10 und 40 km Höhe in Zeiten geringer und stärkerer Vulkanaktivität beschrieben. Die zur Lösung der Transportgleichung für Aerosol benötigten jahreszeitlich gemittelten meteorologischen Daten entstammen langjährigen Be-

obachtungen und Modelluntersuchungen (CRUTZEN 1985). Das Schema in Abb.1 zeigt die in dem Transportmodell berücksichtigten Prozesse.

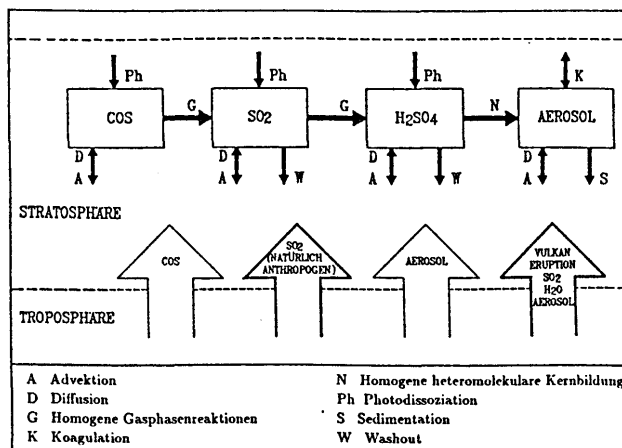


Abb.1: Komponenten und Prozesse im Transportmodell.

Während in Zeiten geringer Vulkanaktivität im Modell der Teilchentransport aus der Troposphäre erfolgt, werden unter gestörten Bedingungen Teilchen als Folge von Vulkaneruptionen in die Stratosphäre eingebracht. Neben den direkt emittierten Teilchen wird die Gas-Teilchen-Umwandlung berücksichtigt, die eine sekundäre Teilchenquelle in der Stratosphäre bildet. Außerdem sind Teilchenanzahl und Größenverteilung der Aerosolteilchen von der Koagulation und Sedimentation abhängig. Die Konzentration der Spurengase wird durch die Photodissoziation und die Reaktionen mit OH-Radikalen und Sauerstoff beeinflusst.

Die Bilanz der Absorptions- und Emissionsprozesse der Strahlungsenergie wird durch die Strahlungsübertragungsgleichung beschrieben, die unter der Annahme einer planparallelen Atmosphäre in der δ -Eddington-Approximation gelöst wird. Das Strahlungstransportmodell berücksichtigt die Wasserdampf-, Ozon- und CO₂-Absorption und die Streu-

ung und Absorption durch Aerosolteilchen. Die Berechnungen werden im Höhenbereich zwischen 60 km und der Erdoberfläche für Wellenlängen zwischen 0.3 und 150 μm durchgeführt. Die für die Rechnungen notwendigen Bodenalbeden wurden breitenabhängig und zonal gemittelt vorgegeben. Der Tagesgang der solaren Einstrahlung wird als Funktion der geographischen Breite berücksichtigt.

3 ERGEBNISSE

Ein Ergebnis der numerischen Simulation der stratosphärischen Teilchenkonzentration gibt die Abb. 2. In Zeiten geringer Vulkanaktivität liegt das Maximum der Teilchenzahldichte ($0.01 \mu\text{m} \leq r \leq 0.1 \mu\text{m}$) im Januar zwischen 18 bis 22 km Höhe über hohen und gemäßigten Breiten mit höheren Werten in der Südhemisphäre (Abb. 2a). Abb. 2b stellt die Teilchenzahldichte 5 Wochen nach der Eruption des Vulkans *El Chichon* dar. Die vulkanischen Aerosolteilchen werden aus der Stratosphäre hauptsächlich durch Sedimentation entfernt, deren Geschwindigkeit stark höhenabhängig ist.

Für die mit dem Strahlungstransportmodell berechneten Erwärmungsraten gibt die Abb. 3 ein Beispiel der vulkanisch gestörten Stratosphäre. Es wurde angenommen, daß die Aerosolteilchen aus Schwefelsäure bestehen. Die langwellige Abstrahlung in den Weltraum führt zu einer Nettoabkühlung oberhalb von 25 km. Darunter bewirken die Absorption solarer Strahlung und der langwellige Strahlungsaustausch mit der wärmeren Troposphäre und dem Erdboden Erwärmungsraten bis über 3 K/d.

4 LITERATUR

CRUTZEN, P.J.: Persönliche Mitteilung (1985).
 HOFMANN, D.J.; ROSEN, J.M.: On the background stratospheric aerosol layer. *J.Atmosci.* 38 (1981) S. 168-181.
 WHITTEN, R.C. (Ed.): The stratospheric aerosol layer. Springer-Verlag (1982) 152 S.

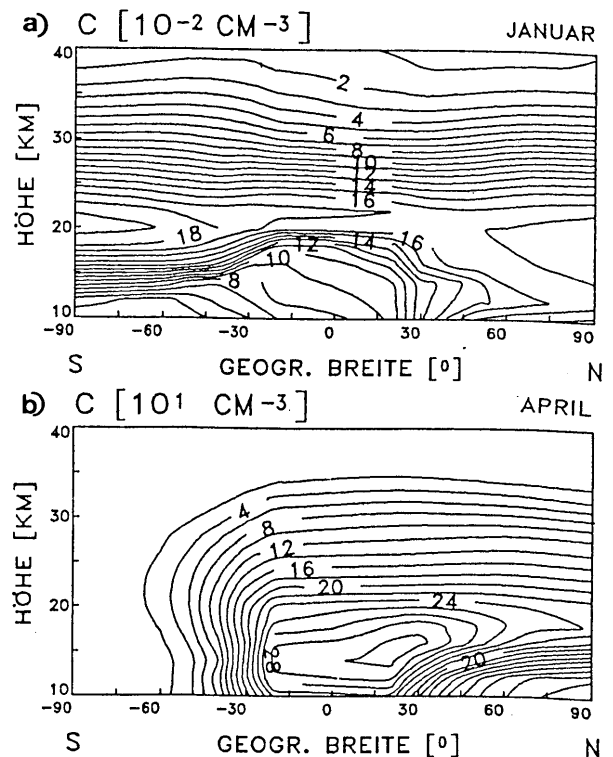


Abb. 2: Teilchenzahldichten C a) unter normalen und b) unter gestörten stratosphärischen Bedingungen.

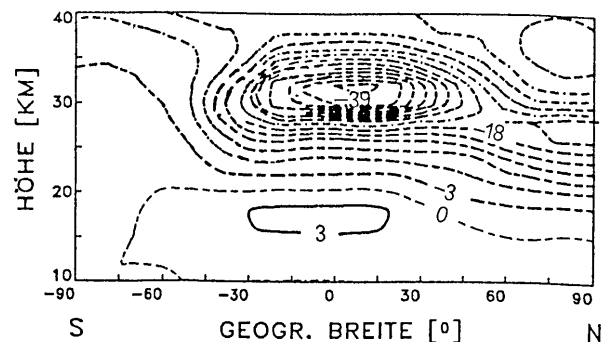


Abb. 3: Gesamterwärmungsrate 4 Wochen nach einer Ende März stattfindenden Vulkaneruption (K/d)

ERSTE ERGEBNISSE VOM INTERNATIONALEN CIRRUS EXPERIMENT: PILOT PHASE
E. Raschke, F. Albers, D. Hennings, M. Laube,
M. Quante, K.-D. Rockwitz, J. Wirth, Y. Zhang
Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie

EINLEITUNG

Der Eisbewölkung in der Atmosphäre ist in den letzten Jahren besondere Bedeutung beigemessen worden; ihr wird eine verstärkende Wirkung des Treibhauseffekts zugeschrieben (HANSEN et al., 1981).

Im Herbst 1987 wurden über der Nordsee direkte Messungen von mikrophysikalischen und Strahlungseigenschaften von Cirren vorgenommen. Erste Ergebnisse derselben werden hier vorgestellt.

DAS INTERNATIONALE CIRRUS-EXPERIMENT

Das Internationale Cirrus Experiment (ICE) stellt die erste größere Zusammenarbeit europäischer Arbeitsgruppen in der Cirrusforschung dar (MRF, UK; Universitäten Clermont-Ferrand und Lille, LMD aus Frankreich; Universitäten Stockholm und Köln sowie weitere Institute)

Die Arbeiten konzentrieren sich auf

- * Gezielte Feldexperimente (auch für das International Cloud Climatology Programme, ISCCP)
- * Analysen von Satellitendaten
- * Numerische Simulationen von Cirrus

Vom 20. September bis zum 4. Oktober 1987 fand über der Nordsee die erste Feldphase des ICE statt (nur mit deutscher Beteiligung: Institute aus Köln, Kiel, Berlin, Hamburg und der DLR-Oberpfaffenhofen; mit Unterstützung der ESA und der EG). Im Herbst 1989 soll an gleicher Stelle ein weiteres Experiment mit Beteiligung aus Frankreich, England, Schweden und den USA stattfinden.

ERSTE ERGEBNISSE

Am 1. Oktober 1987 konnten intensive Messungen an einem frontalen Cirrus vorgenommen werden, im Niveau zwischen 7 und 11 km Höhe. Hierbei flog die Falcon der DLR sieben Schnitte (je etwa 75 km Länge) ober-, inner- und unterhalb des Cirrus, quer zum Wind. Die beiden kleineren Flugzeuge vom Typ Do 228 des AWI und der DLR

führten Strahlungs- und LIDAR-Messungen im Niveau von 4.000 m durch.

In der Abb. 1 sind Mittelwerte der Temperatur, Feuchte, der Windkomponenten und von deren Varianz sowie der Teilchenzahldichten N , der Partikelquerschnitte A und des Eisgehalts (IWC) wiedergegeben. Abb. 2 zeigt Erwärmungsraten aus berechneten und gemessenen Strahlungsflüssen und vertikale Divergenzen. Die Abb. 3 und 4 zeigen schließlich Beispiele der Turbulenz- und Teilchenmessungen.

Die gezeigten Ergebnisse deuten auf zwei unterschiedliche Schichten im Cirrus hin. Der obere Bereich des Wolkengebiets zeichnet sich durch eine starke Windscherung sowie einer größeren Anzahldichte kleiner Eispartikel aus. Zu tieferen Schichten der Wolke hin findet man eine Abnahme der Anzahldichte kleinerer Teilchen und zugleich eine Zunahme bei den größeren Partikeln. Außerdem unterscheiden sich die Energiedichtespektren der Gebiete im mikroskaligen Bereich; höhere Energiedichten sind in der tieferen Schicht.

Die mit Hilfe von Modellen berechneten Strahlungsdivergenzen zeigen eine Erwärmung unten und eine Abkühlung oben im Cirrus. Die gemessenen Werte weichen deutlich von den gerechneten ab, liegen aber in der gleichen Größenordnung.

Eine eingehendere Analyse der Daten der Kampagne 1987 ist im Gange, insbesondere im Hinblick auf Teilabschnitte der Wolken und ein übergreifendes Verständnis der Einzelergebnisse.

LITERATUR

HANSEN, J., D. JOHNSON, A. LACIS, S. LEBEDEFF, P. LEE, D. RIND, G. RUSSEL: Climate impact of increasing atmospheric carbon dioxide. *Science*, 213, 957-966, 1981.
RASCHKE, E., 1988: The International Satellite Cloud Climatology Project, ISCCP, and its European Regional Experiment ICE (International Cirrus Experiment). *Atmospheric Research*, 21, 191-201.

DANK

Dieses Experiment wurde mit Mitteln des BMFT und der EG gefördert. Herrn H. Finkenzeller (DLR) und seinem Team sei besonderer Dank ausgesprochen.

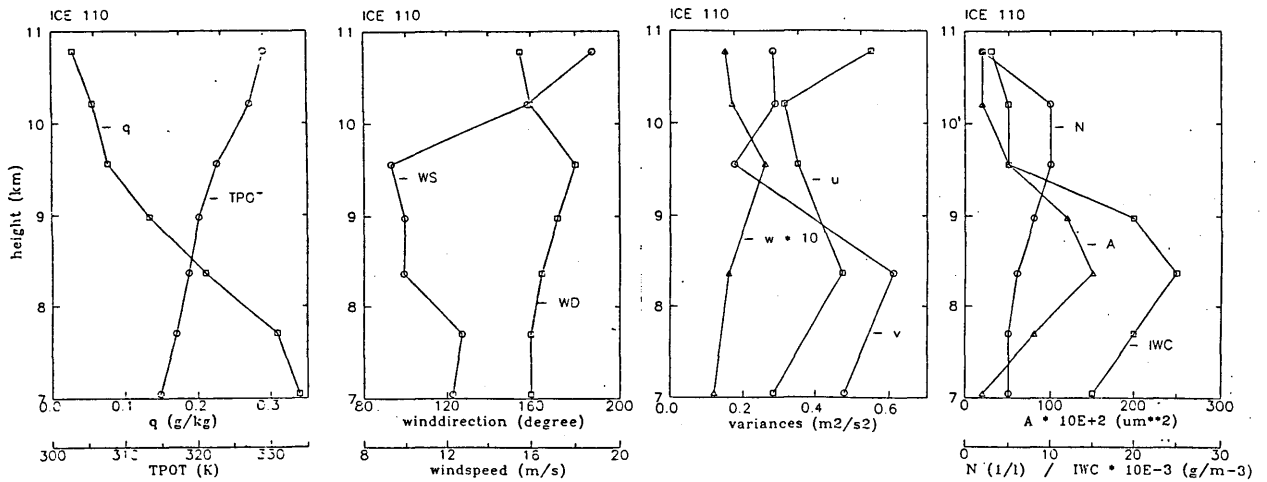


Abb. 1: Mittelwerte (jeweils über 80 km Flugweg) der Temperatur θ , Feuchte ρ , Windgeschwindigkeit und -richtung, der Varianzen der drei Windkomponenten und der Partikelzahl N , deren mittlerer Querschnitt und des Eisgehaltes der Wolken.

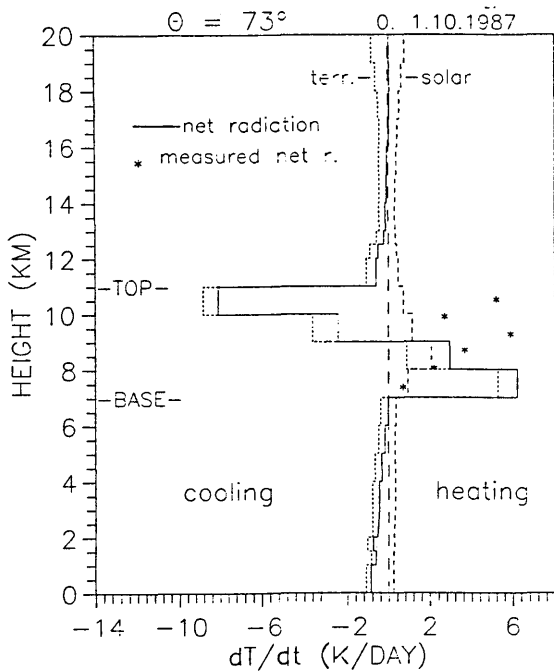


Abb. 2: Berechnete und gemessene Vertikalprofile der vertikalen Kurz- und langwelligen Strahlungsflüsse und von deren Divergenz.

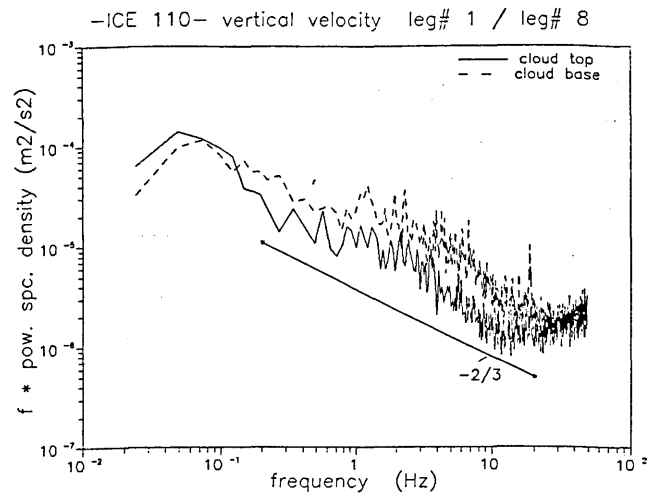


Abb. 3: Gemessene Energie-Spektren der Vertikal-Komponente des Windes im oberen und unteren Teil der Wolke.

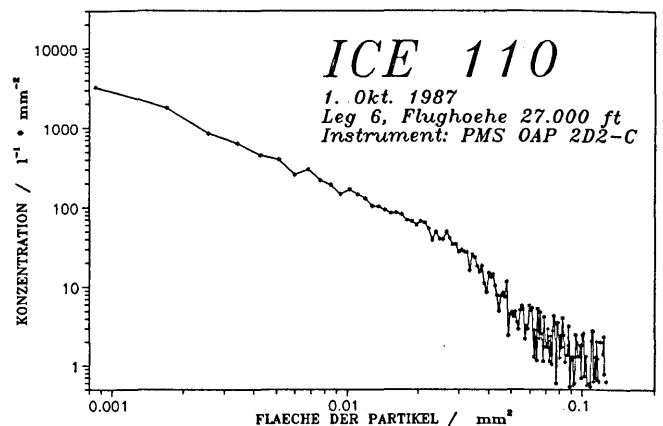


Abb. 4: Beispiel eines Teilchengrößenspektrums

Erst mit der Durchführung von ausgedehnten Feldexperimenten auf nationaler und internationaler Basis (s. z.B. PUKK bzw. GARP-ALPEX) und der Entwicklung von hoch auflösenden numerischen Modellen, konnten gezielte Untersuchungen über mesoskalige Prozesse in der Atmosphäre in Angriff genommen werden. Die räumlichen und zeitlichen Strukturen von mesoskaligen Feldern sind nämlich zu klein, um durch das konventionelle synoptische und aerologische Beobachtungsnetz aufgelöst zu werden, andererseits aber zu groß, um durch Beobachtungen einer einzelnen Beobachtungsstation beschreibbar zu werden.

Ganz allgemein teilt man die atmosphärischen Bewegungen in makro-, meso- und mikroskalige Phänomene ein, wobei die mesoskaligen Bewegungen zwischen den synoptischen und kleinräumigen Bewegungen angesiedelt sind. Nach T. FUJITA (1963) und I. ORLANSKI (1975) werden diese Skalen entsprechend der beobachteten Phänomene in der Atmosphäre nochmals unterteilt (s. Tabelle 1).

Tab. 1.: Skaleneinteilung atm. Phänomene (im wesentlichen nach I. ORLANSKI, 1975).

Definition		Phänomen	Horizontale Ausdehnung	Zeit
Macroscale	α	Gezeiten Wellen → Ultralange Wellen → Lange Wellen	10000 km	10 d
	β	Zyklonen Wellen	2000 km	d
Mesoscale	α	Tropische Zyklonen Polar Lows Frontensysteme	200 km	h
	β	Land- und Seewinde Low Level Jet Trägheitswellen Orographische Effekte Wolken-Cluster	20 km	
	γ	Gewitterzellen Interne Schwerewellen (Leewellen) Urbane Effekte	2 km	
Microscale	α	Tornados Tiefe Konvektion kurze Schwerewellen	200 m	min
	β	Windhosen Thermik Wakes	20 m	
	γ	Plumes kleinräumige Turbulenz		

Die mesoskaligen Phänomene reichen demnach von den tropischen Zyklonen, Polar Lows über Frontensysteme, orographisch beeinflusste Um- und Überströmungen von Gebirgen, Wolkenclusterbildungen bis zu den Leewellen und Wärmeinseln über Städten. Diese Aufzählung erhebt jedoch keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Die energetische Besetzung der einzelnen "Scales" entsprechend der diskreten Strukturen im Spektrum der kinetischen Energie atmosphärischer Bewegungen findet man bei H. FORTAK (1971) bzw. J.A. DUTTON (1976).

K.A. EMANUEL (1983) hat nun weiterführende Untersuchungen über eine atmosphärische Skaleneinteilung angestellt. Zunächst erhält er - ähnlich wie I. ORLANSKI (1975) - dynamisch signifikante "Scales", wenn man die stabilen freien Oszillationen in einer Atmosphäre mit konstantem Grundstrom u_0 und konstanter Schichtung (auf einer β -Ebene) untersucht. Bezeichnet man mit ω die "Intrinsic-Frequency" der entsprechenden Welle, so gelangt man zu folgender Skaleneinteilung (s. Tabelle 2).

Tab. 2: Skaleneinteilung nach Charakteristischen Frequenzen nach K.A. EMANUEL (1983)

Definition	Frequenzbereich
Planetarischer Scale	$\omega < \sqrt{u_0 \beta}$
Synoptischer Scale	$\sqrt{u_0 \beta} < \omega < f_0$
Mesoscale	$f_0 < \omega < N$
Small Scale	$\omega > N$

Aus Tabelle 2 geht sofort hervor, daß die drei fundamentalen Frequenzen $\sqrt{u_0 \beta}$ (mit $\beta = df/dy = \text{const.}$), $f_0 = 2 \Omega \sin \phi_0$ (vertikaler Coriolisparameter) und $N = [(g/\theta) \partial \theta / \partial z]^{1/2}$ (Brunt-Vaisala Frequenz) die einzelnen Skalenbereiche in der Atmosphäre kontrollieren. Die zu den Frequenzbereichen dazugehörigen Wellenzahlbereiche lassen sich un-

schwer berechnen, so daß die horizontale Erstreckung der einzelnen "Scales" bei Vorgabe von u_0 bestimmbar werden. Für $u_0 = 10 \text{ ms}^{-1}$ erstreckt sich der mesoskalige Bereich zwischen 6 und 600 km. Eine weitere Einteilung atmosphärischer Bewegungen kann nach Skalenräumen vorgenommen, in denen "in situ" Energieumwandlungen vor sich gehen. Derartige Umwandlungsprozesse sind stets mit einem Amplitudenwachstum von Wellen gekoppelt. K.A. EMANUEL (1983) schlägt daher vor, die Instabilitätsprozesse in der Atmosphäre zur Skalenklassifikation heranzuziehen. Diese werden im wesentlichen durch die horizontale und vertikale Scherung des zonalen Grundstromes, durch den vertikalen Coriolisparameter bzw. dessen Änderung mit der geographischen Breite und von der statischen Schichtung der Atmosphäre bzw. der "Scale Height" H kontrolliert. Die notwendigen Instabilitätskriterien sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Tab. 3: Instabilitätskriterien in der Atmosphäre.

Instabilitätstypus	Notwendige Bedingung
Baroklin	$(u_0)_z^2 > 0$
Barotrop	$[(u_0)_{yy} - \beta]_{y_0} = 0$ $(-d < y_0 < d)$
Symmetrisch	$Ri - (u_0)_y \quad Ri/f_0 < 1$
Kelvin-Helmholz	$Ri < 1/4$
Konvektiv	$Ri < 0$
Mit $Ri = N^2/[(u_0)_z]^2$ (Richardsonzahl)	

Diesen Instabilitätstypen sind charakteristische Längen- und Zeitmaße zuzuordnen. Die barokline Instabilität wird vom Rossby-Deformationsradius NH/f_0 und vom Zeitscale \sqrt{Ri}/f_0 kontrolliert. Die Längenskalen für die symmetrische, Kelvin-Helmholtz, und konvektive Instabilität werden jeweils durch $(u_0)_z H/f_0$, $(u_0)_z/(u_0)_{zz}$ bzw. durch H charakterisiert, die Zeitskalen betragen jeweils $1/f_0$, $1/(u_0)_z$ bzw. $|1/N|$. Der barotropen Instabilität kann jedoch kein einheitlicher Längen- bzw. Zeitscale zugeordnet werden; sie ist in den jeweiligen "Scale" eingebettet, in dem sie auftritt, z.B. in der synoptischen Skala oder in der Skala der Ekman'schicht.

Zur Charakterisierung der einzelnen at-

mosphärischen Bewegungen ist die Kenntnis des Verhältnisses der horizontalen Skalen L zu den vertikalen D wichtiger, als die einzelnen Skalen selbst. Daraus ergibt sich folgendes Einteilungsschema mit den entsprechenden dynamischen Eigenschaften (s. Tabelle 4). Bei der Betrachtung von mesoskaligen Phänomenen sind demnach weder die Erdrotation noch die ageostrophische Advektion zu vernachlässigen.

Tab. 4: Dynamische Definition der Skalen, im wesentlichen nach K.A. EMANUEL (1983).

Scale	L/D	Ro	Eigenschaften
Synoptischer Scale	N/f	< 1	Rotation ($f=f_0+\beta y$), ageostrophische Advektion vernachlässigbar (quasigeostrophisch)
Mesoscale	$(u_0)_z/f_0$	~ 1	Rotation ($f=\text{const}$), ageostrophische Advektion wesentlich
Small Scale	1	> 1 ($Ro \rightarrow \infty$)	Rotation vernachlässigbar ($f=0$)
Mit $Ro = u_0/fL$ (Rossbyzahl)			

Alle mesoskaligen Phänomene können allerdings durch dieses Einteilungsschema nicht erfaßt werden: z.B. die tropischen Zyklonen. Zur Bildung der tropischen Zyklonen kommt es nämlich durch das Zusammenwirken von zwei Instabilitäten verschiedener Skalenbereiche: (1) Barotrope Instabilität im synoptischen Skalenbereich; (2) Conditional Instability of the Second Kind (CISK). Die Größenordnung des Quotienten L/D für tropische Zyklonen läßt sich am besten durch das Verhältnis Q der Stabilität trockener zu gesättigter Luft (s. H. PICHLER, 1973):

$$Q = \frac{H(\ln \theta)_z}{H(\ln \theta)_z + H(r/c_p T)(m_s)_z} = \frac{\Delta_H \ln \theta}{\Delta_H \ln \theta_e} \sim 10$$

angeben; dabei bedeuten r = Kondensationswärme, m_s = maximales Mischungsverhältnis, θ_e = äquivalentpotentielle Temperatur.

Eine Auflistung wichtiger mesoskaliger Prozesse auf phänomenologischer Basis wurde vom "Joint Centre for Mesoscale Meteorology" READING UNIVERSITY (1988)

Die Indizes y , yy , z , zz in den Formeln geben die jeweiligen partiellen Differentiationen an.

gegeben, und zwar im Zusammenhang mit:
 (a) Zyklongenese in mittleren Breiten: Rasches Wachstum von Zyklonen, Starkregen und Windmaxima, Frontale Systeme, Postfrontale Systeme, Orographische Effekte, Leezyklongenese, Cut-off Lows.

(b) Mesoskaligen konvektiven Systemen: "Komma"-Wolken, Kaltluftwirbeln, Squall Lines in den Tropen und mittleren Breiten, quasistationäre tropische Regenbänder, organisierte Konvektion in tropischen Zyklonen, Polar Lows.

(c) Anderen organisierten mesoskaligen Phänomenen: Land- und Seewind, konvektive Sturmsysteme (Abwinde), großräumige Grenzschichtphänomene (nächtlicher Low Level Jet), lokale orographische Effekte (Schwerewellen und Turbulenz, orographisch induzierte Windsysteme), lokale Zirkulationen im Zusammenhang mit urbanen Effekten und Transport von Luftverunreinigungen.

Umfangreiche Darstellungen mesoskaliger Phänomene findet man bei B.W. ATKINSON (1981) und bei D.G. LILLY and T. GALCHEN (1983), ausführliche Angaben über charakteristische "Scale"-Parameter bei F. WIPPERMANN (1984).

Abschließend sollen noch einige Fallstudien mesoskaliger Phänomene besprochen werden: (a) orographisch induzierte Zyklongenese, (b) Druck- und Strömungsfelder bei Südföhn in den Alpen und (c) alpine Berg- und Talwindsysteme, wobei letztere eher einem lokalen "Scale" zuzuordnen sind, da bei der Beschreibung derartiger Phänomene die Erdrotation keine Rolle spielt. Aus Platzgründen kann jedoch im Rahmen dieser Zusammenfassung nur kurz auf die orographisch induzierte Zyklongenese im westlichen Mittelmeer während ALPEX-SOP eingegangen werden. Derartige Zyklongenese entstehen in Zusammenhang mit einem Blockieren und Aufspalten der kalten Strömung in den unteren Luftschichten durch den Alpenbogen (etwa bis zur Kammhöhe oder knapp darüber) in einen zyklonalen und antizyklonalen Ast. Dieser Effekt kann recht anschaulich über die Deformation einer materiellen isentropen Fläche im Verlauf der Zyklongenese dargestellt werden (s. Abb. 1, nach H. PICHLER und R. STEINACKER, 1986).

Dabei kommt es im Lee der Alpen zu einer Umwandlung von Scherungs- in Krümmungsvorticity (s. Abb. 2), womit der zyklogenetische Prozeß, der in der ersten Phase stark ageostrophisch verläuft, eingeleitet wird.

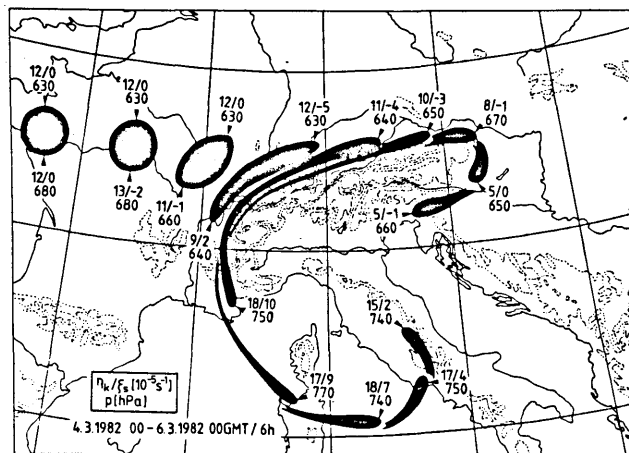


Abb. 1: Deformation einer materiellen isentropen Fläche 290 K während der Genua Zyklongenese vom 4. bis 6.3.1982 in 6-stündigen Abständen.

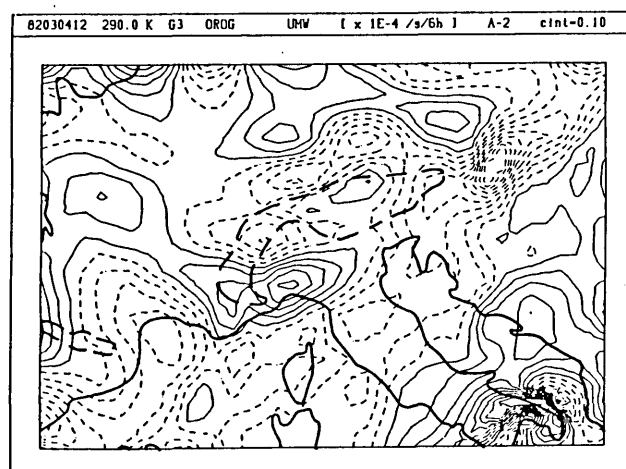


Abb. 2: Umwandlung von Scherungs- in Krümmungsvorticity und vice versa am 4.3.1982, 12 UTC (ausgezogene Linien: $\zeta_s \rightarrow \eta_k$; strichliert: $\eta_k \rightarrow \zeta_s$) auf der isentropen Fläche 290 K.

Diese Effekte spielen sich im mesoskaligen Bereich ab. Im weiteren Verlauf beginnt mit der Advektion von potentieller Vorticity in der Höhe im Zusammenhang mit einem "Jet-Streak" die zweite Phase der Zyklongenese, die quasigeostrophisch abläuft und dem synoptischen "Scale" zugeordnet werden muß (s. H. PICHLER, R. STEINACKER und A. LANZINGER, 1989 bzw. A. TAFFERNER, 1988). Das in Abb. 3 dargestellte Windfeld zeigt sehr eindrucksvoll die Um- und Überströmung der Alpen im Zusammenhang mit der Bildung der Leezyklone.

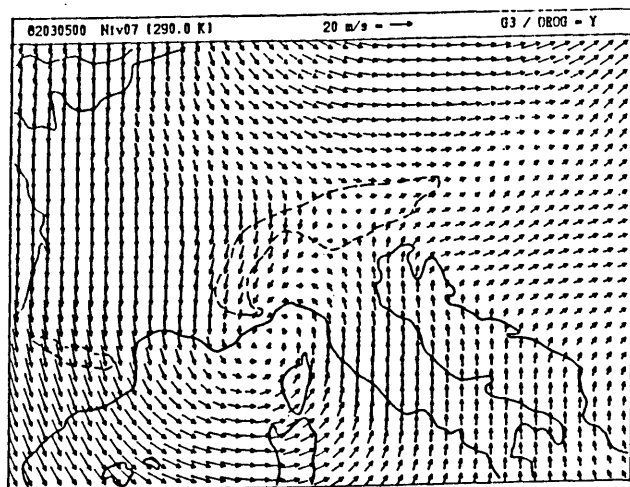


Abb. 3: Horizontales Geschwindigkeitsfeld auf der isentropen Fläche 290 K am 5.3.1982, 00 UTC.

Literatur:

ATKINSON, B.W.: Meso Scale Atmospheric Circulation, Academic Press, London-New York-Tokyo 1981.

DUTTON, J.A.: The Ceaseless Wind - An Introduction to the Theory of Atmospheric Motion. McGraw Hill Book Company London-New York-Tokyo 1976, S. 5.

FORTAK, H.: Meteorologie, Carl Habel Verlagsbuchhandlung, Berlin 1971, S.88.

FUJITA, T.: Severe Local Storms. Meteorological Monographs, 5 (1963), S. 77-125.

LILLY, D.K.; GAL-CHEN, T.: Mesoscale Meteorology-Theories, Observations and Models. D. Reidel Publ.Comp. Dordrecht-Boston 1983.

ORLANSKI, I.: A Rational Subdivision of Scales for Atmospheric Prozesses. Bulletin AMS, 56 (1975), S. 527-530.

PICHLER, H.: Theorie einer Zyklogenese unter Berücksichtigung der Kondensation. Arch. Met. Geophys. Biokl. A, 22 (1973), S. 1-8.

PICHLER, H.; STEINACKER, R.: On the Synoptics and Dynamics of Orographically Induced Cyclogenesis in the Mediterranean. Met. Atm. Phys. 36 (1987), S. 108-117.

PICHLER, H.; STEINACKER, R.; LANZINGER, A.: Über den Zusammenhang der blockierenden Wirkung der Alpen und der Zyklogenese im westlichen Mittelmeer. "Wetter und Leben" (1989), im Druck.

READING, UNIVERSITY: Joint Centre of Mesoscale Meteorology, Report No. 1 (1988).

TAFFERNER, A.: Strahlstromstruktur und Leezyklogenese. Münchener Universitätschriften - Meteorologisches Institut, Wissenschaftliche Mitteilung Nr. 59 (1988).

WIPPERMANN, F.: Strömungen in der Atmosphäre, Führer durch die Strömungslehre von L. Prandtl et al., 8. Auflage, Vieweg u. Sohn Braunschweig-Wiesbaden 1984, S. 519-571.

DIE MESOSKALIGE STRÖMUNGSVARIABILITÄT IM OZEAN

Ekkehard Mittelstaedt

Deutsches Hydrographisches Institut, Hamburg

Die typischen (synoptischen) mesoskaligen Schwankungen im Ozean haben eine horizontale Ausdehnung von einigen zehn bis einigen hundert Kilometern und eine 'Lebensdauer' von Wochen bis Monaten. Hierunter fällt eine große Vielfalt ozeanischer Prozesse, von denen hier eine kleine Auswahl angesprochen werden soll.

Von besonderer Bedeutung sind die mesoskaligen Schwankungen, die in der englischen Fachliteratur als eddies bezeichnet werden. Hierbei kann es sich um Wellen-, Mäander- oder Wirbelbewegungen im Ozean handeln. Eddies sind ein universelles Phänomen. Ihre Energie ist im allgemeinen ein bis zwei Größenordnungen größer als diejenige der mittleren Zirkulation im offenen Ozean. Mit besonders großer Intensität treten sie in der Umgebung der ozeanischen Freistrahlsregionen (Golfstrom, Kuroschio, Agulhas, ...) auf. Die große kinetische, insbesondere aber die noch größere potentielle Energie dieser starken Randströmungen ist eine Voraussetzung für die Bildung ausgeprägter und besonders langlebiger Wirbel, deren maximale Lebensdauer 2 bis 3 Jahre betragen kann (RICHARDSON, 1983). Diese Wirbel entstehen durch barokline Instabilität der großräumigen Zirkulation, wobei zunächst ein Mäander oder eine Rossbywelle entsteht, woraus sich dann ein Wirbel abschnüren kann, der als eigen-

ständiges Gebilde durch den Ozean wandert. In diesem Zustand befinden sich die Wirbel in einem quasi-geostrophischen Gleichgewicht. Sie bewegen sich mit Translationsgeschwindigkeiten von 2 bis 10 cm/s. Ihre Rotationsgeschwindigkeiten sind erheblich höher und können in extremen Fällen kurz nach ihrer Entstehung 2 bis 3 m/s betragen. Diese Werte gehören zu den höchsten Strömungsgeschwindigkeiten, die im Ozean vorkommen.

Eddies lassen sich allgemein als geostrophische zweidimensionale Turbulenz auffassen.

Frei wandernde Wirbel transportieren kinetische und potentielle Energie sowie Wassermassen mit deren besonderen physikalischen, chemischen und biologischen Eigenschaften, die sie im Wirbelkern einschließen. Sie bilden Energiesenken der großräumigen Zirkulation, der sie Energie entziehen. Ein Teil hiervon wird durch Wechselwirkungen mit der großräumigen Zirkulation an diese zurückgegeben. Ein anderer Teil wird insbesondere an den Rändern der Wirbel durch kleinskaligere Turbulenz verbraucht. Mesoskalige Wirbel haben auch im Ozean eine große Bedeutung für den großräumigen Transport und die turbulente Vermischung von Energie, Wärme und Stoffe.

Zu den Seegebieten, in denen sich besonders intensive Wirbel bilden, gehört die Region südlich Südafrikas. Der vom Indischen Ozean zunächst nach Westen zum Südatlantik setzende Agulhas vollführt hier eine abrupte Linksdrehung und fließt als Agulhas-Rückstrom nach Osten in den Indischen Ozean zurück. Etwa 15 % der warmen und salzreichen Wassermassen des Agulhas fließen dabei nicht wieder zurück, sondern gelangen in den Südatlantik, wo sie sich weiter nach Norden ausbreiten. Sie bilden eine wichtige Quelle des nach Norden gerichteten globalen Wärmetransports im Atlantik (vgl. MEINCKE, 1986).

Einige Wirbel, die im Seegebiet der Agulhas-Umkehr entstehen, gehören zu den energiereichsten Wirbeln im Welt-ozean. Sie tragen zu dem nordwärts gerichteten Wärmetransport im Südatlantik bei. Der mit jedem einzelnen dieser intensiven Wirbel verbundene Energiefluß in den Südatlantik beträgt schätzungsweise 7 % des jährlichen windbedingten Energie-Eintrags über dem gesamten Südatlantik (GORDON, 1988). Von diesen starken Wirbeln entstehen etwa 3 bis 4 im Jahr. Der Golfstrom 'produziert' jährlich etwa 8 energiereiche und langlebige Wirbel (Ringe) an seiner nördlichen und südlichen Flanke.

Viele der Wirbel, die sich in der Freistrahlsregion oder an den ozeanischen Klimafronten bilden, sind infolge ihrer Temperaturgradienten mit Hilfe von Satelliten gut zu verfolgen. Kurz nach ihrer Entstehung können die Temperaturunterschiede an der Meeresoberfläche zwischen dem Wirbelkern und der Umgebung mehr als 10 °C betragen (RICHARDS, 1986). Mit fortschreitendem

Wirbelalter verwischen sich diese Gegensätze jedoch an der Oberfläche infolge des Austausches mit der Atmosphäre.

Eine spezielle, besonders produktive Zone mesoskaliger Schwankungen erstreckt sich entlang der Kontinentalränder. Die rasch abnehmende Wassertiefe und Küstennähe schafft hier unterschiedliche ozeanographische Bedingungen über dem Schelfmeer und der angrenzenden Tiefsee. Die Gegensätze führen zur Bildung von Mäandern, Wirbeln und Filamenten, die für einen Stoff- und Energieaustausch zwischen Schelfmeer und offenem Ozean sorgen. Je nach den örtlichen Gegebenheiten formieren sich bestimmte Inhomogenitäten an den gleichen Stellen immer wieder.

Die Lebensdauer individueller mesoskaliger Ereignisse entlang der Ozeanränder liegt an der Untergrenze der Zeitskala, die für ähnliche Vorgänge im offenen Ozean gilt.

Unterseeische Kuppen erzeugen auch im offenen Ozean topographisch bedingte Verwirbelungen im oberflächennahen Strömungsfeld. Die turbulenten Störungen machen sich noch 800 bis 900 Meter oberhalb der Kuppen an der Meeresoberfläche bemerkbar (vgl. z.B. KAMENKOVICH et al., 1988).

Einige der intensiven Wirbel im offenen Ozean erfassen die gesamte Wassersäule der Tiefsee. Ist der örtliche Meeresboden gebirgig, kann hierbei die Strömung in den bodennahen Wasserschichten durch topographische Führung zusätzlich wesentlich verstärkt werden. Dieser Vorgang ist eine der Ursachen sogenannter Tiefseestürme, bei denen

Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 25 und 60 cm/s in 4 bis 6 km Tiefe beobachtet worden sind (GORDON, 1988; HOLLISTER et al., 1984; KLEIN, 1987; MITTELSTAEDT, 1986).

LITERATUR

- GORDON, A.: The South Atlantic: An Overview Of Results From 1983-88 Research. Oceanography, Vol. 1 No. 2 (1988), 12-17.
- HOLLISTER, C.D.; McCABE, I.N.: Sedimentation under Deep-Sea Storms. Nature (1984), 309, 220-225.
- KAMENKOVICH, V.M.; KOSHLyakOV, M.N.; MONIN, A.S.: Synoptic Eddies in the Ocean. D. Reidel Publishing Company (1986), 433 S.
- KLEIN, H.: Benthic Storms, Vortices, and Particle Dispersion in the deep West European Basin. Dt. hydrogr. Z., 40, H 3 (1987), 87-102.
- MEINCKE, J.: Klimawirksame Transporte im Ozean. Annalen der Meteorologie (Neue Folge) Nr. 23 (1986), 31-33.
- MITTELSTAEDT, E.: Ausbreitungsbedingungen für Stoffe in großen Ozeantiefen (NOAMP). Deutsches Hydrographisches Institut (1986), 202 S.
- RICHARDSON, P.L.: Gulf Stream Rings. In: Eddies in Marine Science, ed. by ROBINSON, A.R., Springer-Verlag (1983), 19-45.

Die Arktikfront trennt im Untersuchungsgebiet (74° - 75° N, 2° - 7° E) warmes, salzreiches Atlantikwasser von kalten, salzarmen Wassermassen der Grönlandsee. Eine bis zum Boden reichende Temperaturfront mit horizontalen Gradienten von $3^{\circ}/100$ km in den oberen 500 m wird teilweise durch den Salzgehalt kompensiert, so daß die Dichtefront weniger ausgeprägt ist. Bis zu 350 m tief reichende ADCP-Messungen werden zur Bestimmung der Absolutgeschwindigkeit hinzugezogen. Neben der im wesentlichen barotropen Strömung kennzeichnen ein schwacher β -Effekt und geringe statische Stabilität der Wassersäule mögliche Instabilitäten in diesem Gebiet. Werte für den 1. baroklinen Rossbyradius liegen zwischen 5 und 10 km. Bisherige Temperaturmessungen zeigen in 100 m Tiefe und im Winter auch an der Oberfläche horizontale Strukturen mit Skalen von 30 bis 100 km. Barokline Instabilität kann eine Quelle mesoskaliger Variabilität von dieser Größenordnung sein. In einer numerischen Prozeßstudie wird die Arktikfront mit dem Princeton Modell (Hydrostasie und Boussinesq Approximation) als eine topographisch geführte, winderzeugte Strömung mit realistischen Temperatur- und Salzgehaltsgradienten dargestellt. Die Dynamik und Energetik mesoskaliger Prozesse wird diskutiert und mit gemessenen Strukturen verglichen.

KONVEKTIONSEREIGNISSE IM EUROPÄISCHEN NORDMEER

Detlef Quadfasel

Institut für Meereskunde der Universität Hamburg

Lokale Vertikalkonvektion leistet einen entscheidenden Beitrag zur Erneuerung des Tiefenwassers im Europäischen Nordmeer. Auf den arktischen Schelfen entsteht schweres Bodenwasser durch Abkühlung und Salzeintrag aus neu gebildetem Meereis. Das Bodenwasser fließt in den tiefen Rinnen ab und sinkt dann entlang des Kontinentalabhangs in die tiefen Becken des Arktischen Ozeans. In der offenen Grönlandsee findet Konvektion in räumlich eng begrenzten Zellen statt, auch hier sind Abkühlung und Salzeintrag die auslösenden Faktoren.

Beobachtungen zu diesen beiden Arten der Konvektion werden diskutiert und ihr Beitrag zur Tiefenwasserbildung abgeschätzt.

Themenbereich: Ozeanische Zirkulation und das Klimasystem

1 EINFÜHRUNG

Konvektive Wolken sind wichtige Glieder im Wasser- und Wärmehaushalt der Atmosphäre. In tropischen Regionen tragen sie durch die Freisetzung von Kondensationswärme zum Antrieb der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre bei. Eine Umverteilung von Spurenstoffen von der atmosphärischen Grenzschicht zur oberen Troposphäre und oftmals auch bis zur unteren Stratosphäre bewerkstelligen sie in relativ kurzen Zeiträumen. Sie können damit z.B. den stratosphärischen Ozonhaushalt beeinflussen. In mittleren Breiten fällt im Sommer ein Großteil des Niederschlages aus Gewitterwolken. Aber neben dieser Rolle als Wasserversorger sind solche Wolken auch meistens mit Unwettern wie Starkwinden, Blitzschlag, Hagel oder Überflutungen verbunden.

Radarmessungen stellen ein wichtiges Hilfsmittel zur Erforschung konvektiver Wolken dar. Damit ist es in den letzten Jahrzehnten gelungen, neue Einblicke in die dynamischen und mikrophysikalischen Prozesse zu erlangen, welche sich innerhalb der Gewitter abspielen. Man hat erkannt, daß es einige Haupttypen von Gewittern gibt die sich hinsichtlich ihrer Dynamik, wie z.B. den Auf- oder Abwinden, als auch hinsichtlich des Partikelwachstums, wie z.B. der Bildung von Hagelkörnern, unterscheiden. Weitere Fortschritte dieser Art sind mit verbesserten Radargeräten wie dem neuen Doppler-Polarisationsradar der DLR möglich. Ein Besonderheit dieses Gerätes ist es, daß praktisch gleichzeitige Messungen von Dopplergeschwindigkeiten der Niederschlagsteilchen als auch von deren unterschiedlichem Rückstreuverhalten für verschiedene Polarisierungen der Radarstrahlung möglich sind. Mittels der Polarisierungseigenschaften kann man dann Rückschlüsse über die thermodynamische Phase der Niederschlagsteilchen ziehen.

Im folgenden soll ein Überblick über einige aus meteorologischer Sicht interessante Anwendungsmöglichkeiten des Radars gegeben werden.

2 BESONDERHEITEN DES RADARSYSTEMS

Die Eigenschaften des Radarsystems sind in ausführlicher Form in Schroth et al. (1988) beschrieben. Hier sollen nur die im weiteren benötigten Grundlagen kurz erläutert werden. Eine weitere Kurzbeschreibung sowie einige Meßbeispiele von Vertikalschnitten durch Gewitterwolken sind in diesem Konferenzband im Beitrag von Meisner und Hagen (1989) zu finden.

Das Doppler-Polarisationsradar POLDIRAD arbeitet im C-Band bei 5,45 cm Wellenlänge. Die Doppler-Eigenschaften des Radars ermöglichen die Messung der mittleren Geschwindigkeit und der Geschwindigkeitsfluktua-

tionen der Niederschlagsteilchen in Richtung des Radarstrahls. Die Polarisierung der ausgesandten Strahlung ist frei wählbar. Die Polarisierungseigenschaften erlauben eine Unterscheidung verschiedener Teilchenarten. Je nach Form, Größenverteilung, Orientierung und thermodynamischer Phase streuen die Teilchen die unter verschiedener Polarisierung ausgesandte Radarstrahlung unterschiedlich zurück. Z.B. sind große Regentropfen keine Kugeln mehr, sondern mehr oder weniger abgeplattete Ellipsoide, die sich alle horizontal ausrichten. Graupel oder Hagel hingegen ist oft klumpenförmig und führt komplizierte Taumelbewegungen aus. Die Regentropfen unterscheiden sich daher markanter als die Eisteilchen in ihrem Verhalten gegenüber horizontal bzw. vertikal polarisierter Strahlung. Mit den Radarmessungen ist es daher möglich, sowohl Aussagen über das Gewitter als dynamisches System, als auch über die mikrophysikalischen Eigenschaften der in ihm gebildeten Niederschlagsteilchen abzuleiten.

3 BEISPIELE ZUR DYNAMIK KONVEKTIVER WOLKEN

Einige mit dem Radar beobachtete dynamische Phänomene sollen nun besprochen werden.

Die Initialisierung von Gewittern ist nur sehr schwierig mit Radarmessungen zu erfassen da sich noch keine Niederschlagsteilchen in den Wolken befinden. Unter günstigen Umständen reicht jedoch die Streuung an Dichteinhomogenitäten, Dunst oder großen Aerosolpartikeln im Nahbereich bis etwa 50 km Umkreis um das Radar schon aus, um ein Echo zu erzeugen. Dann lassen sich z.B. mesoskalige Konvergenzlinien oder zelluläre Strukturen in der Grenzschicht identifizieren. In einigen Fällen kam es dann später zur Ausbildung hochreichender Konvektion an diesen Linien. Eine wichtige Rolle für die Initialisierung von Konvektion spielt sicherlich die Orographie. Insbesondere die Alpen und die Schwäbische Alb sind bevorzugte Gebiete für die Ausbildung der ersten Niederschlagschöcher.

Zur Interpretation der Dynamik von Gewitterwolken können die Doppler-Geschwindigkeiten der Niederschlagsteilchen herangezogen werden. Allerdings steht immer nur die radiale Komponente zur Verfügung, das dreidimensionale Windfeld kann nicht direkt gemessen werden. Dreidimensionale mesoskalige Strukturen bilden sich allerdings oftmals in den eindimensionalen Feldern gut ab. Konvergenzen oder Divergenzen in der Grenzschicht oder im Wolkenamboß weisen auf die generelle Strömungsstruktur hin. Aufwinden entspricht meist eine Konvergenz in unteren Schichten begleitet von einer Divergenz in größeren Höhen. Das umgekehrte Erschei-

nungsbild kennzeichnet Abwinde. Liegen positive und negative Radialgeschwindigkeiten in Strahlrichtung gesehen nebeneinander, so deutet dies auf Rotationsstrukturen hin, wie es z.B. für eine ausgebildete Mesozyklone der Fall ist.

Größere Gewitter, welche kräftige Niederschlagsfelder ausbilden, produzieren meist einen deutlichen Kaltluftausfluß am Boden. Die Böenfront zeichnet sich oft im Radarbild als dünne, bogenförmige Linie erhöhter Reflektivität ab. Sie wird besonders deutlich, wenn die Kaltluft sich im Laufe der Zeit von der Haupt-Niederschlagszone entfernt. In einigen Fällen dienten diese Kaltluftausflüsse auch als Auslösemechanismus für neue Gewitterwolken.

Die bisherigen Messungen haben gezeigt, daß eine Vielzahl von Gewittertypen vorkommen können. Die intensivsten, mit Hagel verbundenen Gewitter lassen sich grob als Einzellen-, Multizellen- und Superzellengewitter sowie als sog. "Squall-Line" Typ klassifizieren. Eine Zelle ist dabei ein mit dem Radar identifizierbarer Niederschlagskern. Eine Einzelzelle besteht aus einem einzigen Aufwind, in welchem sich Niederschlag bildet, der dann, in Verbindung mit Abwinden, zu Boden fällt. Dieser Lebenszyklus dauert etwa 20 min. In einem Multizellengewitter sind mehrere Zellen in verschiedenen Lebensstadien in einem Komplex vereinigt. Einige bilden sich gerade erst, während andere schon ausregnen. Ein Superzellengewitter besteht aus einem Paar von räumlich getrennten Auf- und Abwinden, welche über längere Zeit hinweg existieren können. Die Zellen sind daher relativ langlebig (bis zu einigen Stunden) und können, wie es im Fall des Münchener Unwetters vom 12. Juli 1984 der Fall war, Hagelstriche von einigen hundert Kilometern Länge verursachen. Der "Squall-Line" Typ zeigt eine linienartige Anordnung mehrerer Gewitter. Auch dieser Typ kann über mehrere Stunden in seiner Gesamtstruktur erhalten bleiben und dabei Hagelstriche erzeugen.

4 BEISPIELE ZUR MIKROPHYSIK KONVEKTIVER WOLKEN

Eine wichtige Anwendung der Polarisationsmessungen ist die Unterscheidung von festen und flüssigen Niederschlagsteilchen. Die routinemäßig angewandten Methoden sind jedoch hier zunächst meist qualitativ empirischer Art. Einige aufwendigere Streurechnungen für vorgegebene Graupel- oder Tropfenmodelle sind ebenfalls durchgeführt worden. Sie liefern die Rückstreusignale für die angenommenen Teilchenspektren. Berechnet werden können z.B. die differentielle Reflektivität ZDR oder das lineare Depolarisationsverhältnis LDR. ZDR ist definiert als $ZDR = 10 \log(Z_H/Z_V)$, wobei $Z_{H,V}$ die Reflektivitäten für linear horizontal bzw. vertikal polarisierte Strahlung bedeuten. Üblicherweise werden hier horizontale und vertikale Polarisations Ebenen gewählt, da große Tropfen mit ihrer längeren Achse horizontal orientiert sind. LDR bezeichnet den zur Sendepolarisation senkrechten Anteil des Rückstreusignals für lineare Polarisierung.

Eine routinemäßig durchgeführte Auswertung der Polarisationsdaten liefert das Hagelsignal nach Aydin et al. (1986). Es benutzt hohe Reflektivitätswerte in Kombination mit negativen oder sehr kleinen positiven Werten

von ZDR als Indikator für Hagel. Ein Hauptergebnis dieser Messungen ist zunächst einmal, daß der Graupelbildungsprozeß der primäre Mechanismus zur Bildung von Hagelembryos ist. Große Tropfen entstehen erst beim Schmelzen von Graupeln. Die Tropfen können dann natürlich wieder gefrieren, falls sie z.B. erneut in Aufwindbereiche transportiert werden. Dort stellen sie dann sekundäre Hagelembryos dar und können ebenfalls wie die Graupeln zu großen Hagelkörnern weiterwachsen. Akkumulationszonen großer Tropfen, wie sie in einigen Hypothesen zur Hagelentstehung angenommen wurden, sind durch die bisherigen Messungen nicht nachzuweisen gewesen.

Ein weiteres Charakteristikum ist es, daß das Hagelwachstum meist in sog. überhängenden Reflektivitätsstrukturen stattfindet. Hier werden die Niederschlagsteilchen von starken Aufwinden in der Schwebelage gehalten und von unten mit flüssigem Wasser versorgt, welches an den Hagelkörnern anfriert. Der Hagel zeichnet sich dann deutlich ab, während die darunter befindlichen Wolkentropfen mit den Radar nicht zu erkennen sind.

Eine Komplikation bei der Interpretation der Radardaten bilden die Ausbreitungs- und Mehrfachstreuungseffekte. Der Radarstrahl wird durch alle Niederschlagsteilchen auf seinem Ausbreitungsweg beeinflusst. Daher können Teilchen, die dem eigentlichen Meßvolumen vorgelagert sind, die diesem Volumen zugeordneten Werte beeinflussen. Ein typischer Effekt ist z.B. die Zunahme von ZDR längs des Ausbreitungsweges durch ein Starkregengebiet. Mehrfachstreuungseffekte werden z.B. durch Hagelzellen mit sehr hoher Radarreflektivität verursacht. Der Radarstrahl wird dabei von den Hagelkörnern zum Boden und wieder zurück reflektiert. Eine Korrektur dieser Effekte ist mit sehr großem Aufwand verbunden und daher operationell nicht durchführbar.

5 WEITERFÜHRENDE UNTERSUCHUNGEN

Die bisher durchgeführten Untersuchungen benutzten zumeist Methoden, die für horizontale und vertikale Polarisierungen entwickelt wurden. Darüber hinaus sind einige Messungen unter schrittweiser Drehung der Polarisations Ebene an Gewitterzellen durchgeführt worden. Da mit dem Wolkenradar auch Messungen unter zirkularer bzw. allgemein elliptischer Polarisierung möglich sind, eröffnet sich hier noch ein weites Entwicklungsfeld. Dies ist insbesondere für eine verbesserte Identifizierung der unterschiedlichen Formen von Hydrometeoren von Bedeutung. Hierzu ist auch ein Vergleich der Radarmessungen mit in situ Flugzeugmessungen wünschenswert. Erste Vergleichsflüge sind bereits durchgeführt worden.

6 LITERATUR

AYDIN, K.; SELIGA, T.A.; BALAJI, V.: Remote sensing of hail with a dual linear polarization radar. *J. Clim. Appl. Meteor.* 25 (1986), 1475-1484.

MEISCHNER, P.; HAGEN, M.: Messungen zur Wolkenmikrophysik und Wolkendynamik mit dem Wolkenradar Oberpfaffenhofen. *Annalen der Meteorologie, Meteorologentagung* 1989, (1989).

SCHROTH, A.; CHANDRA, M.; MEISCHNER, P.: Coherent polarimetric radar techniques for microwave propagation and cloud physics research. *DFVLR-FB* 88-47, (1988), 100 pp.

1. DAS WOLKENMODELL

Mithilfe eines 2-dimensionalen, numerischen Wolkenmodells wird die Entwicklung einer Eiswolke simuliert. Das Modell basiert auf den vollständigen, kompressiblen Euler'schen Gleichungen der Hydrothermodynamik. Die zeitabhängigen Modellvariablen sind der atmosphärische Wind, die potentielle Temperatur, Wasserdampf, Eis und die Dichte trockener Luft.

Die subskaligen turbulenten Prozesse werden durch einen Schließungsansatz 1. Ordnung parametrisiert. Der turbulente Diffusionskoeffizient ist sowohl raum- als auch zeitabhängig. Durch instantanes Umwandeln von Wasserdampf zu Eis bei Temperaturen niedriger als -30°C und Wasserdampfübersättigung bezüglich Eis wird im Modell die Eisphase generiert. Die Sedimentation der Wolkenpartikel berechnet sich mithilfe einer parametrisierten Fallgeschwindigkeit für Eiskristalle.

2. DIE STARTATMOSPHERE

Zu Beginn der Simulation befindet sich die Atmosphäre, in der sich die Eiswolke entwickeln wird, im Gleichgewicht. Diese Startatmosphäre weist eine Schichtungsstabilität auf, die häufig beim Auftreten stratiformer Eiswolken nachgewiesen wurde. Der Bereich, in dem Cirrusbewölkung beobachtet wird, ist durch eine feuchtilabile Zone gekennzeichnet. In dieser Zone weist das Feuchteprofil eine Eisübersättigung von 1% auf.

3. DER STÖRANSATZ

In dem stabilen Atmosphärenbereich unterhalb der labilen Zone können sich Wellenstörungen

fortpflanzen, die als Anregungsmechanismus zur Entstehung von Eiswolken dienen können. In dem Wolkenmodell wird daher eine sinusförmige Temperaturstörung verwendet.

4. DIE MODELLERGEBNISSE

Infolge der Temperaturstörung kommt es an der unteren Grenze der labilen Atmosphärenschicht zu Kondensationsprozessen und zur Anregung kleinräumiger Konvektion in diesem Gebiet. Auf diese Weise bildet sich nach 20 Minuten Simulationszeit eine Eiswolke, die etwa 60 Minuten lang erhalten bleibt. Der Eisgehalt liegt im Bereich von $0.001 - 0.01 \text{ g/m}^3$, was gut mit den Beobachtungen übereinstimmt.

Nach etwa 40 Minuten Simulationszeit setzt eine verstärkte Sedimentation der Eiskristalle ein. Dies erkennt man an der Verlagerung der Gebiete hohen Eisgehaltes in den unteren Bereich der Wolke, in dem die Turbulenz weiter zunimmt und sich einzelne Zellstrukturen ausbilden. Es zeigt sich, daß die Behandlung der Fallgeschwindigkeit für die Höhe des Eisgehaltes der Wolke von wesentlicher Bedeutung ist.

Ebenso ergab sich eine Beeinflussung des Eisgehaltes durch die Wahl der Randbedingungen. Offene Randbedingungen gewährleisten eine beständige Feuchtezufuhr an den Einströmbereichen in das Modellgebiet hinein, und führen zu einer Erhöhung des Eisgehaltes verglichen mit dem Fall, in dem zyklische Randbedingungen an den seitlichen Grenzen verwendet wurden.

Ein Modelllauf mit vertikaler Scherung der Horizontalgeschwindigkeit erbrachte, daß Windscherung stabilisierend wirkt.

WELLENPHÄNOMENE AN DER OBERGRENZE VON ARKTISCHEN STRATUSWOLKEN BESTIMMT AUS TURBULENZ-, LIDAR- UND SATELLITENMESSUNGEN

J.E. Finger, H. Förster, P. Mörl und A. Schmitz-Peiffer

Institut für Physik der Atmosphäre, DFVLR-Oberpfaffenhofen, 8031 Weßling

1. EINLEITUNG

Im Mai 1988 fand das Experiment ARKTIS'88 im Bereich der Framstraße zwischen Spitzbergen und der Ostküste Grönlands statt. Beteiligte Gruppen waren u.a. das Meteorologische Institut der Universität Hamburg und die DFVLR Oberpfaffenhofen. Hauptziel dieser Gruppen ist die Bestimmung der physikalischen Mechanismen, die die Bildung von geordneter Konvektion einerseits und von großflächigen homogenen Stratusfeldern andererseits bewirken. Zur experimentellen Untersuchung standen die folgenden Meßträger der DFVLR zur Verfügung: (1) Turbulenzmeßgeräte an Bord des Forschungsflugzeugs 'FALCON 20', (2) das Lidarmesssystem 'ALEX-F' an Bord der DO228 und (3) die mobile Satellitenbildempfangsstation für AVHRR-Daten der Satelliten NOAA9 und NOAA10. Während des Meßfluges am 18.5.88 wurden Wellenstrukturen mit allen drei Meßträgern beobachtet, die die Obergrenze der tiefliegenden arktischen Stratuswolken modulieren. Diese Ergebnisse sollen diskutiert werden.

2. INSTRUMENTIERUNG

Mit dem Meßsystem der FALCON 20 werden Windvektor, Temperatur und Feuchtigkeit mit einer Frequenz von 100 Hz aufgezeichnet. Aus den Auf- und Abstiegen des Flugzeuges werden die Vertikalprofile dieser Parameter bestimmt. Es zeigt sich eine Grenzschichthöhe von 400 m. Die Horizontalverteilung der meteorologischen Größen erhält man durch Messungen in verschiedenen Flughöhen. Das Lidarsystem ALEX-F mißt vertikale Rückstreuoeffizienten bei der Wellenlänge $1.06 \mu\text{m}$. Aus den Rückstreusignalen werden die optische Dicke der Stratusdecke, ihre horizontale Struktur und ihre Höhe bestimmt. Die vertikale Auflösung beträgt 3 m. Sie ist durch die Länge des Laserpulses und die Datenerfassung begrenzt. Die horizontale Auflösung ist durch die Impulsrate des Lasersystems (3 Hz) und die Fluggeschwindigkeit der FALCON (75 m/s) bestimmt. Für den hier vorgestellten Meßflug beträgt sie 25 m. Das AVHRR sondiert in fünf spektralen Kanälen Oberflächeninformationen mit einer horizontalen Auflösung von etwa 1 km im Nadir und 6 km am Bildrand.

3. ERGEBNISSE

Am 18.5.88 wurden im Raum Spitzbergen-Grönland bei Nordostwind von mehr als 10 m/s Wolkenstraßen in Windrichtung und Wellenstrukturen senkrecht zur Windrichtung im Bereich der Meereiskante bei 82° n. Br. und 2° ö. L. beobachtet (Abb.1).

Die FALCON-Messungen der Fluktuationen der Vertikalgeschwindigkeit w' entlang der Meßstrecke AB in drei

verschiedenen Flughöhen innerhalb der etwa 100 m mächtigen und in einer Höhe von 400 m gelegenen Stratusschicht wurden Fourier-transformiert, um die dominanten Frequenzen zu bestimmen. Die beobachteten Frequenzen in der Stratusschicht bei 300, 350 und 380 m Flughöhe sind unterschiedlich stark ausgeprägt und gegeneinander leicht verschoben. Abb. 2 zeigt das Spektrum für die Flughöhen 380 m (Kurve 1) und 450 m (Kurve 2, oberhalb der Stratusschicht).

Für dieselbe Meßstrecke wurde das Spektrum der Fluktuationen der Wolkenobergrenze, bestimmt mit dem Lidar, berechnet (Kurve 3). Die Frequenzverschiebung gegenüber dem mit w' an der Wolkenobergrenze gewonnenen Spektrum (Kurve 1) ist bei kurzen Frequenzen sehr gering. Aus dem Lidarspektrum und der Fluggeschwindigkeit können Wellenlängen bei 5, 1, 0.75 und 0.5 km bestimmt werden. Die Wellenstrukturen bei 5 km werden auch vom AVHRR gesehen.

Da der arktische Stratus sehr dünn ist (siehe Abb.1), kann über die Größe des von der Eisoberfläche reflektierten Lidarsignals die optische Dicke der Stratuswolken bestimmt werden. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß sich der Rückstreuoeffizient der Eisoberfläche über den 22 km langen Flugweg nicht ändert. Abb. 3 zeigt die optische Dicke τ , berechnet aus den Lidarsignalen, als Funktion des Flugweges AB. τ ist mit der Wolkenobergrenze gut korreliert. Die Wolkenobergrenze ist durch die Lage der Temperaturinversion bestimmt.

4. DISKUSSION

Die Verwendung von Messungen der Fluktuation der Vertikalgeschwindigkeit zur Bestimmung mesoskaliger Wellenstrukturen an der Obergrenze von arktischen Stratuswolken erscheint möglich.

Ein flugzeuggetragenes Rückstreulidar ist zur Fernerkundung horizontaler Wolkenstrukturen sehr gut geeignet. Das zeigen auch die Lidarmessungen von BOERS et al. (1988) an Stratuswolken über dem Pazifik. Im Beispiel werden Wellenlängen von 5, 1, 0.75 und 0.5 km gemessen. Der arktische Stratus zeigt an seiner im Mittel 400 m hoch liegenden Obergrenze eine Temperaturinversion von bis zu 10 K. Unterhalb der Inversion ist der Stratus gut durchmischt. Seine optische Dicke, bestimmt aus Lidarmessungen, liegt bei 1.5. Sie ist eine wichtige Größe bei der Untersuchung des Einflusses von Wolken auf das Klima.

LITERATUR:

BOERS, R.; SPINHIRNE, J.D.; HART, W.D.: Lidar Observations of the Fine-Scale Variability of Marine Stratocumulus Clouds. J. Appl. Met. 27 (1988), S. 797-810.

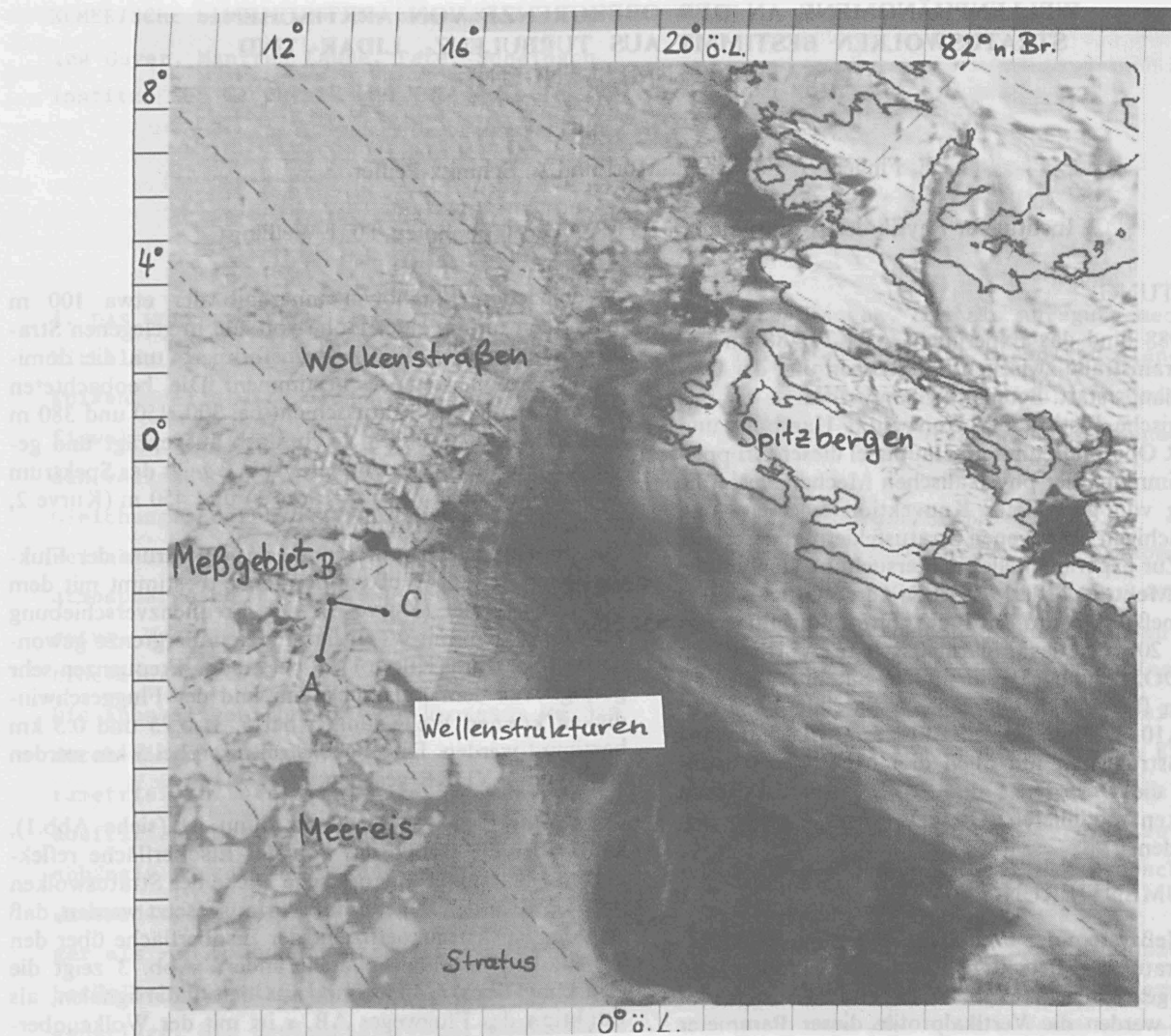


Abb. 1: Satellitenszene vom 18.5.88, 5:58 UT, NOAA-9, AVHRR-Kanal2 (bearbeitet von S. Dech). Das Meßgebiet ist durch die Punkte A, B und C gekennzeichnet.

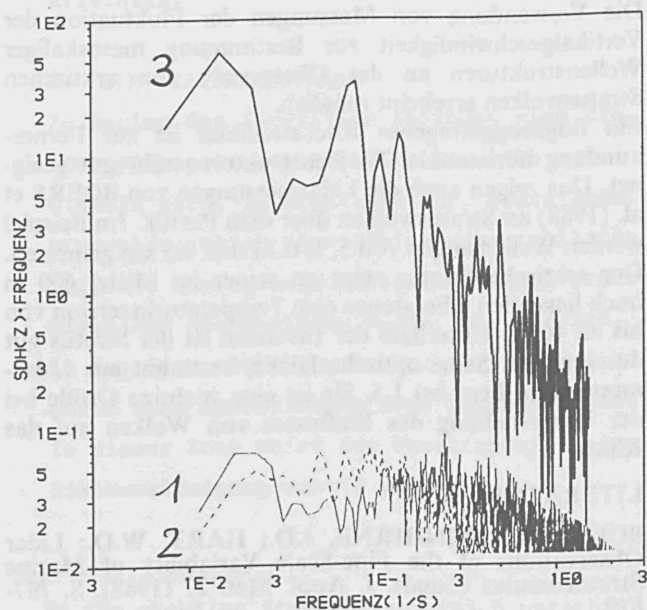


Abb. 2: Spektrum der Fluktuationen der Vertikalgeschwindigkeit in 380 m Höhe (1), in 450 m Höhe (2) und Spektrum der Fluktuationen der Wolkenobergrenze (3) für den Flugweg AB.

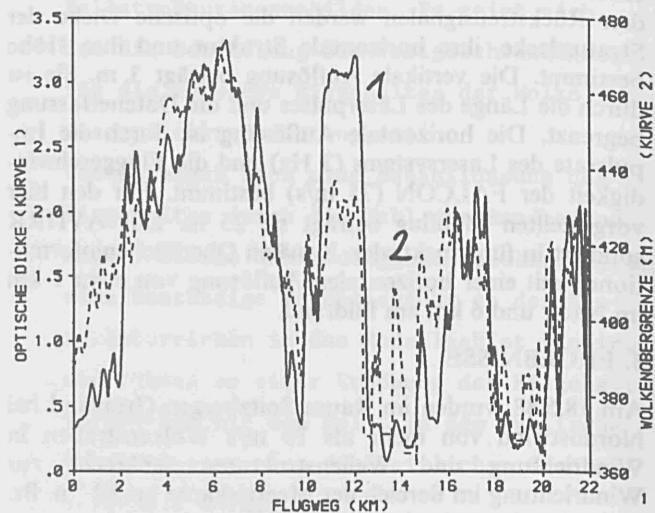


Abb. 3: Optische Dicke (1) und Wolkenobergrenze (2) als Funktion des Flugweges AB.

NUMERISCHE MODELLIERUNG OFFENER ZELLULARKONVEKTION IN EINEM KALTLUFTAUSBRUCH

Stephan Bakan

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

1. Einleitung

Die konvektive Bewölkung in den vor allem über den Ozeanen der mittleren Breiten häufig auftretenden Kaltluftausbrüchen ist gewöhnlich in Form von sogenannten offenen Zellen organisiert. Dabei handelt es sich um mehr oder weniger regelmäßige Wolkenringe bei denen der aufsteigende Ast der Sekundärzirkulation den bewölkten Rand und das kompensierende Absinken die wolkenfreie Zellmitte verursachen. Größere Gebiete mit solchen offenen Zellen werden zum einen hinter den Kaltfronten synoptischer Störungen gefunden. Zum anderen stellen sie bei Kaltluftabflüssen von Land oder vom Eis das Ende einer Entwicklung dar, in deren Verlauf küstennah auftretende Konvektionsrollen bzw. Wolkenstrassen stromabwärts ihren gegenseitigen Abstand vergrößern, um dann in Zellform überzugehen. Auch bei diesen Zellen nimmt der Durchmesser im Laufe der weiteren Entwicklung zu. Trotz vieler theoretischer und einiger experimenteller Untersuchungen bleibt die Ursache vor allem dieser Zellverbreiterung aber auch des Übergangs der Rollen in die zelluläre Strömungsform weitgehend unverstanden. Es wurde deshalb versucht, in einem 3-dimensionalen numerischen Modell diese Übergänge nachzuvollziehen.

2. Das Modell

Dazu wurden die hydrostatisch approximierten primitiven Bewegungsgleichungen mit einem upstream-Schema räumlich diskretisiert. Um die zeitliche Entwicklung des Phänomens besser verfolgen zu können, wird das

Modellgebiet mit der mittleren Strömung mitgeführt. Temperatur und spezifische Feuchte werden prognostisch berechnet, während Flüssigwasser an einem Gitterpunkt nur bei Überschreiten der Sättigungsfeuchte auftritt. Die Bodenflüsse von Impuls, Wärme und Feuchte werden entsprechend der Monin-Obuchow-Theorie stabilitätsabhängig berechnet. In der Atmosphäre sind die subskaligen Vertikalflüsse durch einen Austauschkoeffizienten-Ansatz beschrieben, der sowohl von der Deformation des Strömungsfeldes als auch von der thermischen Schichtung abhängt. Die Strahlungsabkühlung im oberen Teil der Wolken wird mit Hilfe eines einfachen Strahlungsschemas parameterisiert.

Am Unterrand verschwindet die Windgeschwindigkeit, die relative Feuchte wird zu 100% angesetzt und die Oberflächentemperatur nimmt mit der Zeit zu. Am Oberrand werden alle Variablen zeitlich konstant angesetzt und an den seitlichen Rändern des Modellgebietes werden periodische Randbedingungen vorgeschrieben.

Zu Beginn einer 15-stündigen 1-dimensionalen Initialisierungsphase wird der Horizontalwind vertikal konstant angesetzt, während die potentielle Temperatur mit der Höhe zu- und die relative Feuchte abnimmt. Die Initialisierung dient zur weitgehenden Entfernung der Trägheitsschwingung und der gegenseitigen Einstellung aller Variablen. Am Ende dieser Phase wird eine sehr kleine Temperaturstörung ($< 10^{-3}$ K) im untersten Gitterniveau eingeführt, deren Entwicklung im Laufe der anschließenden dreidimensionalen Integration untersucht wird. Zur Überprüfung der Stabilität des anfänglich auftretenden

Konvektionsmodes wird bei jedem Zeitschritt eine räumlich statistisch verteilte Störung der Temperatur ($< 10^{-8}$ K) addiert.

3. Resultate

Damit wird eine Situation simuliert, die etwa einem südwärts gerichteten Kaltluftausbruch vom Eis entspricht. Dazu werden zu Beginn der Initialisierungsphase ein Temperatursprung von 5 K zwischen Boden und Luft und eine anfängliche Bodentemperatur von 270 K angesetzt. Der geostrophische Wind wird in allen Höhen zu 15 m/s in Richtung Süd angenommen. Da das Modellgebiet mit der mittleren Strömung mitschwimmt, entspricht die angenommene zeitliche Änderung der Temperatur des unteren Modellrandes von $8 \cdot 10^{-5}$ K/s einem Horizontalgradienten der Bodentemperatur von ca. 5.5 K/1000 km.

Zunächst führt während der Initialisierungsphase der kräftige vertikale Austausch zu einer gut durchmischten Schicht, die am Ende der Initialisierungsphase 1000 m hoch reicht. Etwa nach 12 Stunden bildet sich eine Wolkenschicht von ca. 400 m Mächtigkeit aus, die infolge der Strahlungsabkühlung die Grenzschicht instabiler macht, oberhalb der Wolke aber die Inversion verstärkt. Infolge der nach 15 Stunden eingeführten Anfangsstörung bilden sich nach ca. 3 Stunden Grenzschichtrollen und Wolkenstrassen aus, in deren verhältnismäßig schmalen Aufwindästen die Vertikalgeschwindigkeit bis zu 1 m/s beträgt, die Absinkgeschwindigkeiten bleiben aber kleiner als 0.3 m/s. Entsprechend herrschen im aufwärtsgerichteten Strömungsast auch ein Temperatur- und ein Feuchteüber-

schuß, während im Absinkbereich diese Größen negative Anomalien zeigen. Der Bedeckungsgrad stellt sich auf unter 50% ein. In einer kurzen Übergangsphase deutet sich eine Halbierung der Anfangswellenlänge an, die aber bald wieder verschwindet. Nach weiteren 2 Stunden beginnen sich die Wolkenstrassen in Einzelwolken aufzulösen. Diese vergrößern mit der Zeit ihren gegenseitigen Abstand und etwa 10 Stunden nach Einführung der Anfangsstörung läßt sich die Rollenstruktur nicht mehr erkennen. Vielmehr tritt eine zellulare Struktur mit unterschiedlichen Durchmessern der einzelnen offenen Gebiete auf. Diese wachsen im Lauf der Zeit an und betragen gegen Ende der Integration etwa 20-50 km. Die dabei gefundenen Vertikalprofile von Impuls, Temperatur und Feuchte, sowie von deren Varianzen und Kovarianzen, sind in vernünftiger Übereinstimmung mit Beobachtungen, wie sie z.B. aus dem KonTur-Experiment vorliegen. Wird eine stationäre Strömungssituation angenommen, so entspricht die hier erhaltene zeitliche Abfolge der räumlichen Anordnung von Strömungsmustern, die zumindest qualitativ mit der Beobachtung in Kaltluftausbrüchen gut übereinstimmt.

Es zeigt sich, daß diese Rollenphase nur dann auftritt, wenn die Anfangsstörung rasch (d.h. innerhalb von 2-3 Stunden) zu einer Sekundärzirkulation der oben angedeuteten Stärke anwächst. Dauert die Anwachsphase wesentlich länger, so tritt nur eine zellulare Sekundärströmung auf.

Ein rasches Anwachsen der Störungen wird beobachtet, wenn die Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Luft hoch ist (> 7 K). Entwickelt sich eine Wolkenschicht, so wird

die Entwicklung der Störung auch bei geringeren Temperaturdifferenzen erheblich beschleunigt. Offenbar erhöht die in der Wolkenschicht freiwerdende latente Wärme im aufwärts gerichteten Ast der Sekundärzirkulation den Auftrieb, was zu einer weiteren Verstärkung der Entwicklung führt, d.h. es existiert eine positive Rückkopplung zwischen Sekundärzirkulation und Freisetzung latenter Wärme in der Wolkenschicht.

Die Ursache für den Übergang der Rollen in Zellen ist unklar. Er tritt umso später ein, je größer die Windgeschwindigkeit ist, je kleiner die Oberflächentemperatur und die Temperaturdifferenz sind und je trockener die Atmosphäre ist.

DER NÄCHTLICHE LOW-LEVEL JET - EIN TRÄGHEITSINDUZIERTES WINDPHÄNOMEN IM GRENZSCHICHTBEREICH

Brigitte Klose

Humboldt-Universität zu Berlin
Sektion Physik, Bereich Meteorologie und Geophysik
DDR 1162 Berlin

1 EINLEITUNG

Für die an eine rotierende Erde gebundene planetarische Grenzschicht (PGS) stellen Maxima des Betrages im Vertikalprofil des horizontalen Windvektors ein typisches Strömungsphänomen dar und beruhen auf unterschiedlichen Entstehungsursachen. So werden Windmaxima oder Low-Level Jets (LLJ's) häufig in Verbindung mit Fronten, internen Grenzschichten, Land- und Seewind- sowie Berg- und Talwindzirkulationen bzw. oberhalb der Basis tiefliegender freier Inversionen und an der Obergrenze von Bodeninversionen oder auch bevorzugt über geneigten Geländeformationen in Verknüpfung mit einer bestimmten geostrophischen Windrichtung beobachtet. Sie zeichnen sich in der Regel durch übergeostrophische Geschwindigkeiten aus, wobei das "Oberschießen" des aktuellen Windes über den geostrophischen Wind $1,1$ bis $1,5V_g$, maximal $2V_g$ ausmacht, so daß die Windgeschwindigkeiten über relativ homogenem Untergrund meist 10 bis 20 m/s, über orographisch stark gegliedertem Gelände dagegen 30 m/s und mehr betragen.

2 DER NÄCHTLICHE LOW-LEVEL JET

Wie Beobachtungen zeigen, entwickelt sich in 10 bis 20% aller Nächte über den Festlandsgebieten der gemäßigten und subtropischen Breiten im Höhenbereich zwischen 150 und 500 m ein gut ausgeprägter LLJ. Er verdankt seine Entstehung einem grenzschichtspezifischen Mechanismus, nämlich der stets wirksamen Turbulenzreibung und den da-

mit verknüpften ageostrophischen Windabweichungen. Nach BLACKADAR (1957) kann er als eine komplexe Antwort der PGS auf den Tagesgang des thermischen Antriebs gelten und beruht auf einer Trägheitsschwingung des Vektors der ageostrophischen Windabweichung W

$$W(t) = W_0 e^{-ift}, \quad (1)$$

die stets nach dem faktischen Erlöschen der Turbulenzreibung oberhalb der sich in Strahlungsnächten ausbildenden Bodeninversion einsetzt. Dabei wird das im Verlaufe der Trägheitsschwingung entstehende Windmaximum in einer homogenen und barotropen PGS allein von der Phasenlage und dem Betrag des Vektors der ageostrophischen Windabweichung W_0 zur Zeit des Sonnenuntergangs bestimmt, während in der realen Grenzschicht seine Höhenlage, Hypergeostrophie und zeitliche Entwicklung wesentlich von Instationaritätseffekten, Stromfeldinhomogenitäten, Vertikalbewegungen und der Baroklinität der unteren Atmosphäre abhängt. Darüber hinaus sind der Betrag des geostrophischen Windvektors, der Coriolisparameter, die Rauigkeit der Unterlage sowie die Höhe der konvektiven Grenzschicht am Tage gleichfalls von Bedeutung.

2.1 BEROCKSICHTIGUNG ZUSÄTZLICHER BESCHLEUNIGUNGSEFFEKTE

Um den Einfluß einer lokalen zeitlichen Änderung des geostrophischen Windvektors, von Geschwindigkeitsdivergenzen und Krümmungsvorticity bzw. von

Vertikalbewegungen zu untersuchen, wurden die nachstehenden speziellen Lösungen der hydrodynamischen Bewegungsgleichung in komplexer Schreibweise abgeleitet (vergl. BEYRICH und KLOSE 1987):

$$V(t) = Ce^{-ift} + V_g(t) + ia/f \quad (2)$$

$$V(t) = Ce^{-ift} + \frac{fV_g}{\gamma + f} e^{i\gamma t} \quad (3)$$

$$V(t) = Ce^{-(if+D)t} + \frac{V_g}{1+(\frac{D}{f})^2} + iV_g \frac{Df^{-1}}{1+(\frac{D}{f})^2}$$

$$V(t) = Ce^{-(f+D^+)it} + \frac{fV_g}{f + D^+} \quad (5)$$

$$V(z,t) = (V(z-wt,0) - V_g)e^{-ift} + V_g \cdot (6)$$

Neben den üblichen Bezeichnungen stellen a bzw. γ ein Maß für die lineare zeitliche Zu- oder Abnahme bzw. für das Links- oder Rechtsdrehen des geostrophischen Windvektors dar. D und D^+ repräsentieren zeitunabhängige Werte der Geschwindigkeitsdivergenz bzw. Krümmungsvorticity, C entspricht einer komplexen Konstanten und w der Vertikalbewegung.

Im Vergleich zur Blackadarschen Lösung (1) resultiert, daß die Hypergeostrophie eines nächtlichen LLJ's bei einer gleichzeitigen Abnahme (Zunahme) sowie Rechtsdrehung (Links-drehung) von \bar{V}_g mit der Zeit am größten (kleinsten) ist, während maximale (minimale) Horizontalwindgeschwindigkeiten im Gegensatz dazu bei zunehmendem (abnehmendem) und rechtsdrehendem (linksdrehendem) geostrophischen Wind zu erwarten sind. Beim Auftreten von Geschwindigkeitsdivergenzen wird die volle Ausprägung des LLJ's bei gleichzeitig verringerten Maximalwindgeschwindigkeiten zeitlich früher erreicht, während Geschwindigkeitskonvergenzen mit betragsmäßig

größeren und zeitlich später auftretenden Geschwindigkeitsmaxima verknüpft sind.

Der Einfluß der Krümmungsvorticity bewirkt, daß bei antizyklonalem (zyklonalem) Stromlinienverlauf das Windmaximum mit größeren (geringeren) Geschwindigkeiten verbunden ist, wobei diese zugleich ihren Maximalbetrag zeitlich später (früher) annehmen.

Vertikalbewegungen $\geq 0,5$ cm/s führen bei Absinken (Aufsteigen) zu einer zeitlich früheren (späteren) Entwicklung des LLJ's mit merklich geringeren (größeren) Maximalwindgeschwindigkeiten im Vergleich zu einer vertikalbewegungsfreien PGS.

2.2 ZUM BAROKLINITÄTSEINFLUSS

Setzt man eine lineare Veränderlichkeit von \bar{V}_g mit der Höhe voraus, resultiert folgendes Windverhalten:

$$V(z,t) = Ce^{-ift} + V_{g0} + V_T z. \quad (7)$$

Damit bedingt vor allem ein Linksdrehen (Rechtsdrehen) und eine gleichzeitige Abnahme (Zunahme) von \bar{V}_g mit der Höhe eine Vergrößerung (Verringerung) der Hypergeostrophie des LLJ's. Darüber hinaus ist ein betragsmäßiges Anwachsen (Zurückgehen) der V_g -Werte stets mit einem zeitlich späteren (früheren) Auftreten und einer geringeren (größeren) Höhenlage des Windmaximums verbunden.

LITERATURVERZEICHNIS

BLACKADAR, A.: Boundary Layer Wind Maxima and Their Significance for the Growth of Nocturnal Inversions. Bull. Americ. Meteorol. Soc. 38 (1957) 5, S. 283 - 290.

BEYRICH, F.; KLOSE, B.: Modellierung nächtlicher niedertroposphärischer Windmaxima I. Theoretische Betrachtungen. Z. Meteorol. 37 (1987) 6, S. 333-347.

Dieter Etling

Institut für Meteorologie und Klimatologie
Universität Hannover, 3000 Hannover 21

1 PROBLEMSTELLUNG

Auf zahlreichen Satellitenbildern findet man im Lee größerer Inseln (z.B. Jan Mayen, Kanarische Inseln) mesoskalige Wirbelstraßen ausgebildet (Scorer, 1986), wobei der Durchmesser der Einzelwirbel etwa 20-40 km und die Gesamtlänge der Wirbelstraße etwa 300-600 km betragen. Diese Wirbelstraßen sind in ihrem Erscheinungsbild zwar den aus Laboruntersuchungen bekannten Karman'schen Wirbelstraßen sehr ähnlich, entstehen aber im Gegensatz zu letzteren nicht hinter langen vertikalen Zylindern. Vielmehr sind Inseln, hinter denen atmosphärische Wirbelstraßen gefunden werden ausgesprochen flach, mit Gipfelhöhen von 2-4 km und Durchmessern von 20-40 km.

Auswertungen von Wind- und Temperaturprofilen haben ergeben (Eckardt, 1985), daß Wirbelstraßen praktisch immer in einer Strömung mit abgehobener Inversion entstehen, deren Basis deutlich unterhalb unterhalb des Inselgipfels liegt. Dies deutet darauf hin, daß zur Ausbildung atmosphärischer Wirbelstraßen-im Gegensatz zu Laborströmungen hinter Zylindern-immer eine stabile Temperaturschichtung vorhanden sein muß, die eine Umströmung des Hindernisses (Insel) erzwingt. Im Folgenden soll deshalb der Effekt einer stabilen Schichtung bzw. einer abgehobenen Inversion bei der Umströmung dreidimensionaler Einzelhindernisse näher betrachtet werden.

2 HINDERNISUMSTRÖMUNG BEI STABILER SCHICHTUNG

Aus Laborexperimenten ist bekannt, daß sich in einer stabil geschichteten Strömung Wirbelstraßen im Lee kegelförmiger Hindernisse ausbilden können (Brighton, 1978; Boyer et al, 1987). In diesen Fällen wird die ungestörte Strömung durch die Froude-Zahl Fr charakterisiert, wobei

Wirbelstraßen im Bereich $Fr = 0.15-0.4$ beobachtet wurden, was einer stark stabilen Schichtung entspricht.

$$Fr = \frac{U}{N H}, \quad N = \left(\frac{g \partial \theta}{\partial z} \right)^{1/2} \quad (1)$$

In diesen Fällen erfolgt im Bereich des Hindernisses eine Zweiteilung der Strömung, wie in Abb.1 schematisch dargestellt ist. Unterhalb einer Höhe h_c , die allgemein als "Dividing Streamline" bezeichnet wird, erfolgt eine Umströmung des Hindernis in einer annähernd horizontalen Ebene, während oberhalb von h_c eine dreidimensionale Überströmung wie im Falle neutraler Schichtung zu beobachten ist.

Für den einfachen Fall eines konstanten Grundstroms U und einer konstanten Schichtung $\partial \theta / \partial z$ kann man zeigen, daß eine solche Zweiteilung nur für Strömungen mit $Fr < 1$ auftreten kann. Bei variabler Anströmung und Schichtung läßt sich die Höhe der "Dividing Streamline" nach

$$\frac{1}{2} U^2(h_c) = \int_{h_c}^H N^2(z) (H-z) dz \quad (2)$$

ermitteln (Snyder et al, 1985). Diese Beziehung läßt sich auf solche Fälle atmosphärischer Wirbelstraßen anwenden, bei denen Wind- und Temperaturprofile aus Radiosondenaufstiegen bekannt sind. Im Hinblick auf Vergleiche mit Laboruntersuchungen läßt sich aber der für die Atmosphäre typische Fall einer abgehobenen Inversion wie in Abb.1 dargestellt vereinfachen.

Eine Hindernisumströmung erfolgt dann, wenn gilt:

$$h_c = z_i + H_i(1 - Fr_i), \quad Fr_i < 1 \quad (3)$$

Hierbei ist $H_i = H - z_i$ und $Fr_i = U / (N H_i)$ ist die Froude-Zahl der stabilen Schichtung oberhalb der Inversionshöhe z_i .

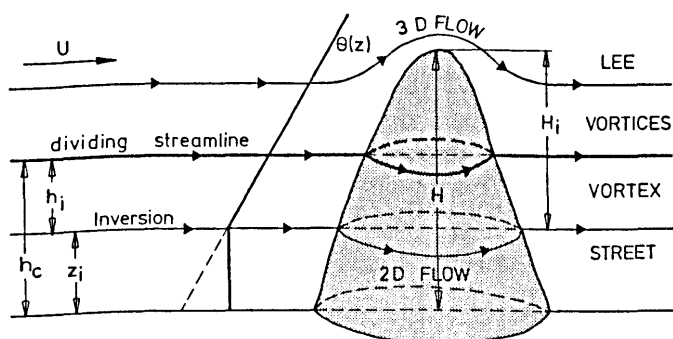


ABB.1 Hindernisumströmung bei stark stabiler Schichtung (Froude-Zahl $Fr < 1$)

Um zu überprüfen, ob auch beim Auftreten atmosphärischer Wirbelstraßen eine Inselumströmung unterhalb der Gipfelhöhe H stattfindet, wurden für beobachtete Fälle die kritische Höhe h_c der "Dividing Streamline" nach Formeln (1) (integral) und (2) (bulk) bestimmt. Die Ergebnisse sind für die Inseln Jan Mayen (J), Aleuten (A), Cheju (J) und Madeira (M) in Abb.2 dargestellt. Hinsichtlich näherer Daten der Inseln und der jeweiligen meteorologischen Beobachtungen siehe Etling (1989). Aus Abb.2 ist zu erkennen, daß in allen Fällen eine abgehobene Inversion in der Höhe z_i vorgelegen hat. Ebenfalls findet man in allen Fällen eine "Dividing Streamline" mit $h_c < H$, für eine idealisierte Charakterisierung der Strömung mittels der Froude-Zahl ergab sich $Fr_i < 0.4$.

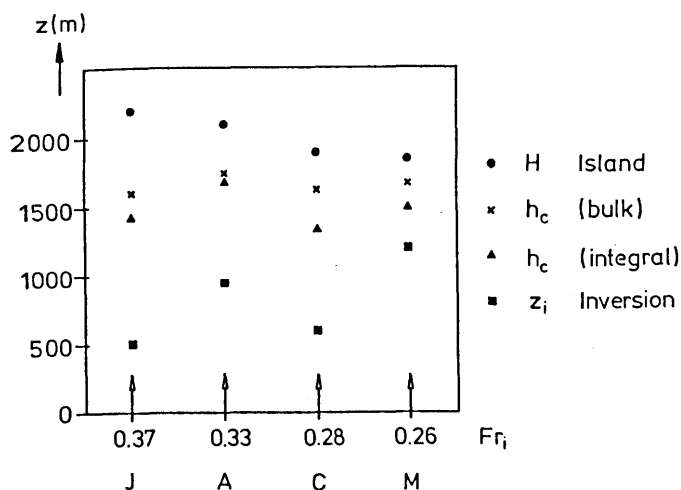


ABB.2 Strömungscharakteristiken beim Auftreten von Wirbelstraßen im Lee verschiedener Inseln (siehe Text).

Überträgt man die in Laboruntersuchungen gefundenen Ergebnisse auf atmosphärische Verhältnisse, so läßt Abb.2 den Schluß zu, daß sich in den beobachteten Fällen zwischen der Meeresoberfläche ($z=0$) und der Höhe h_c eine quasi-horizontale Umströmung der Inseln eingestellt hat. In dieser Schicht haben sich dann Wirbel von der Insel abgelöst, ähnlich wie man es in einer zähen Strömung hinter Kreiszylindern findet. Obwohl in Abb.2 nur vier Fälle von atmosphärischen Wirbelstraßen analysiert worden sind lassen sich die Ergebnisse, wenn auch mit einiger Vorsicht, als typisch für das Auftreten von Wirbelstraßen ansehen. Dafür spricht, daß gerade bei den in Abb.2 dargestellten Inseln die Ausbildung von Wirbelstraßen sehr häufig zu beobachten ist (Eckardt, 1985; Scorer, 1986). Die Notwendigkeit einer sehr stabilen Schichtung bzw. einer abgehobenen Inversion für die Ausbildung von Wirbelstraßen im Lee kegelförmiger Hindernisse (Labor) oder Inseln (Atmosphäre) scheint zwar heute kaum noch umstritten, jedoch gibt die Frage nach der physikalischen Ursache der Wirbelbildung immer wieder zu Diskussionen Anlaß (Smolarkiewicz et al., 1988) und ist noch nicht endgültig geklärt.

3 LITERATUR

- BOYER, D.L. et al.: Phil.Trans.R.Soc.Lond., A 322, 213-241, (1987).
- BRIGHTON, P.W.: Quart.J.R.Met.Soc. 104, 289-307, (1978).
- ECKARDT, M.: Beilage zur Berliner Wetterkarte, 115/85, MSF/85, (1985).
- ETLING, D.: Meteorol.Atmos.Phys., einger. (1989).
- SCORER, R.: Cloud investigation by satellite. Ellis Horwood, Chichester, (1986).
- SMOLARKIEWICZ, P.K. et al.: J.Atmos.Sci., 45, 1972-1905, (1988).
- SNYDER, W.H. et al.: J.Fluid Mech., 152, 249-288, (1985).

NUMERISCHE SIMULATION DER NÄCHTLICHEN STRÖMUNGSSYSTEME IM BEREICH VON FREIBURG i.Br.

Günter Groß

Institut für Meteorologie, Technische Hochschule Darmstadt

1 Einleitung

In windstillen, wolkenlosen Nächten bilden sich in orographisch gegliedertem Gelände lokale Windsysteme aus, die als Kaltluftabfluß, Hangwind und Bergwind beobachtet werden können. Treten diese besonders regelmäßig oder sehr ausgeprägt auf, so erhalten diese meist einen Namen wie z.B. "Wisperwind" oder "Höllentäler". Letzterer wird im Bereich von Freiburg i.Br. (Abb.1) als teilweise sehr starke Strömung aus dem Dreisamtal heraus wahrgenommen. Windgeschwindigkeiten bis zu 20 m s^{-1} in 300-400 m über Grund wurden schon beobachtet, doch liegen sie üblicherweise weit unter diesem Wert in einer Größenordnung von $5-6 \text{ m s}^{-1}$. Die Auswirkungen dieses Phänomens auf das Klima der Stadt Freiburg werden besonders in den südlichen Stadtteilen wahrgenommen (Nübler 1979). Dort bleiben die Temperaturen, trotz ähnlicher Bebauungsstruktur, weit unterhalb der in der Innenstadt beobachteten Werte. Dies läßt darauf schließen, daß der Bergwind kalte Luft aus dem Zartener Becken heranzführt.

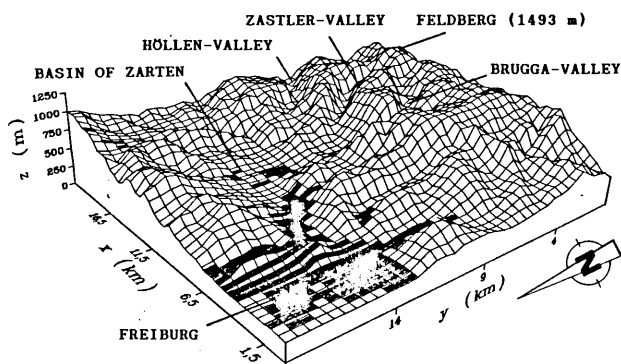


Abb. 1 Isometrische Darstellung der Umgebung von Freiburg i.Br.

2 Das numerische Modell

Es soll in einer Studie überprüft werden, ob das dreidimensionale nicht-hydrostatische Modell FITNAH in der Lage ist, die typische Verteilung von Wind und Temperatur im Bereich von Freiburg wiederzugeben. Das Grundgerüst für das Modell bildet ein Satz von Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse, Energie und Feuchte. Es sind Parameterisierungen für hohen Baumbestand und hohe Bebauung integriert, wobei Höhe, Art und Dichte des Bestandes sowie Bebauungshöhe, Versiegelungsgrad und anthropogene Wärmeproduktion berücksichtigt werden. Nähere Einzelheiten zum Modell sind bei Groß (1987, 1989) zu finden.

Die räumliche Auflösung des verwendeten Rechengitters beträgt in der horizontalen einheitlich 500 m. In der vertikalen Richtung werden ungleichmäßige Gitterabstände verwendet, um die große Variation der meteorologischen Variab-

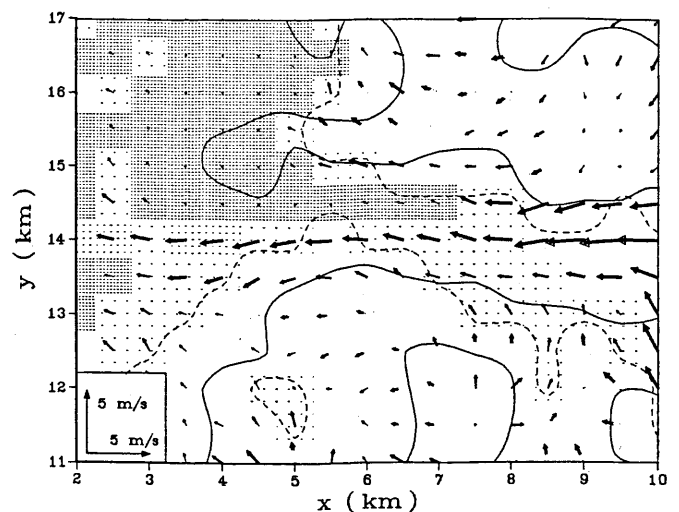


Abb. 2 Berechnete Windvektoren in ca. 25 m ü.G. (ausgezogene Linien: Topographie, schattierte Bereiche: Stadt)

len in Bodennähe gut auflösen zu können. Die zeitliche Integration beginnt nach Sonnenuntergang eines typischen Märztes und dauert insgesamt 8 Stunden. Die im folgenden präsentierten Ergebnisse sind diejenigen am Ende der Integrationszeit.

3 Ergebnisse

Die räumliche Verteilung des Horizontalwindes in etwa 25 m ü.Gr. ist in der Abb.2 in Form von Vektoren dargestellt. Sowohl das Gebiet mit hohen Windgeschwindigkeiten entlang der Sohle des Dreisamtales als auch die Divergenz des Bergwindes nach Eintritt in die Ober-rheinebene heben sich deutlich hervor. Im Stadtgebiet selbst werden nur sehr geringe Geschwindigkeiten simuliert. Dies führt dazu, daß weder die warme Stadtluft wegtransportiert, noch die kühleren Luftmassen aus der Umgebung herangeführt werden können.

Somit ergibt sich eine ganz charakteristische Temperaturverteilung für den Bereich von Freiburg (Abb.3). Die wärmsten Oberflächen sind die Wälder der Hanglagen rund um die Stadt und das Zentrum selbst. Dabei ist der Bereich der Innenstadt mit den höchsten Temperaturen nach Norden verschoben, obwohl es keine signifikanten Unterschiede in Gebäudehöhe und Bebauungsdichte gibt. Ganz offensichtlich liegt der südliche Teil im Einflußbereich des Bergwindes, der stark abgekühlte Luft heranführt und somit den Wärmeinsellekt abschwächt.

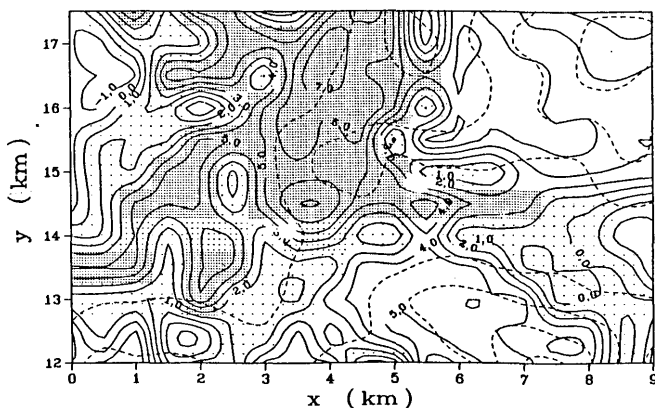


Abb. 3 Berechnete Bodentemperaturen (gestrichelte Linien: Topographie, schattierte Bereiche: Stadt)

Mit den vorliegenden Simulationsergebnissen kann zurückverfolgt werden, wo der eigentliche Ursprungsort dieser kalten Luft liegt, die im Bereich von Freiburg als kräftiger Bergwind in Erscheinung tritt. Zu diesem Zwecke wird an jedem Gitterpunkt des gesamten Gebietes der vertikal integrierte Massenfluß berechnet. Ganz offensichtlich kommt der überwältigende Anteil der abgekühlten Luftmassen bei der hier angenommenen synoptischen Situation nicht aus dem Höllental, sondern aus dem Bruggatal (Abb.4).

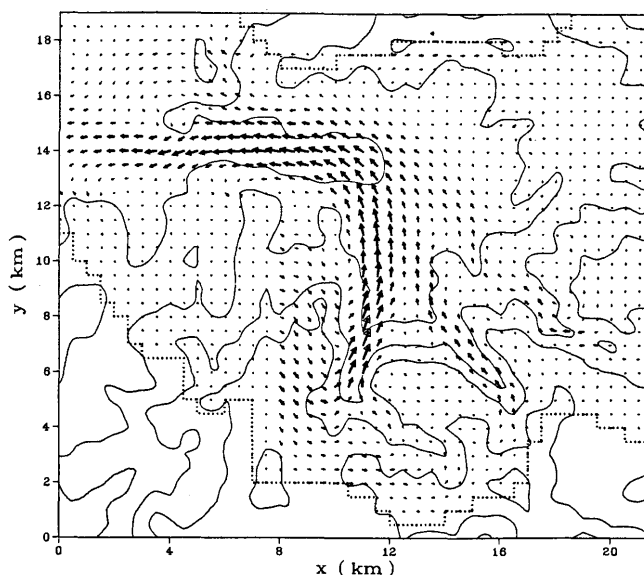


Abb. 4 Vertikal integrierter Massenfluß im Einflußbereich der Stadt Freiburg (ausgezogene Linien: Topographie)

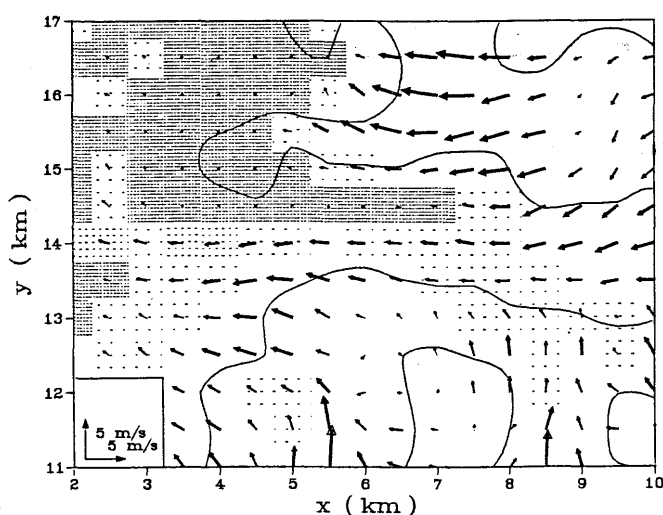


Abb. 5 Wie Abb.3, jedoch nach großräumiger Abholzung.

Um den Einfluß großflächiger Abholzungen auf die Windverteilung im Stadtgebiet abzuschätzen, wird eine weitere Rechnung durchgeführt, bei der die bewaldeten Gebiete durch Grasflächen ersetzt werden. Die Folge ist eine stärkere Abkühlung der bodennahen Luftschichten und damit die kräftigere Ausbildung von Kaltluftabflüssen an den umliegenden Hängen (Abb.5). Berechnet man allerdings für diese beiden Simulationen den Gesamtmassenfluß aus dem Dreisamtal heraus, so findet man einen um etwa 20% reduzierten Wert nach Abholzung der Hänge. Eine Erklärung für diesen Befund findet man bei Goßmann (1984) und Groß (1987). Das bedeutet natürlich auch, daß ein solch gravierender Eingriff sehr nachteilige Auswirkungen auf die Belüftung der Stadt Freiburg haben könnte.

4 Literaturverzeichnis

Goßmann, H.: Satelliten-Thermalbilder. Ein neues Hilfsmittel für die Umweltforschung? Bundesanstalt für Landeskunde und Raumordnung, Heft 16 (1984).

Groß, G.: Some effects of deforestation on nocturnal drainage flow and local climate - A numerical study. Boundary-Layer Meteorol. 38 (1987), 315-337.

Groß, G.: Numerical simulation of the nocturnal flow systems in the Freiburg area for different topographies. Beitr. Phys.Atmosph. 62 (1989), (im Druck).

Nübler, W.: Konfiguration und Genese der Wärmeinsel der Stadt Freiburg. Freib.Geogr. Hefte 16 (1979).

DIE WECHSELWIRKUNG DER LAND-/SEEWIND-ZIRKULATIONSSYSTEME VON NORD- UND OSTSEE

D. P. Eppel, D. Jacob, L. Levkov, W. Koch

Institut für Physik
Forschungszentrum Geesthacht
D-2054 Geesthacht

1. Einleitung

Während sommerlicher Hochdrucklagen bildet sich bei schwachem synoptischem Wind über Schleswig-Holstein und Jütland eine Wetterlage aus, die durch die Wechselwirkung der Land-See Zirkulationszellen von Nord- und Ostsee eine häufig stark ausgeprägte Konvergenzzone aufweist. Die Lage kann auf Satellitenaufnahmen durch die auftretende Konvektionsbewölkung dokumentiert werden.

Aufgrund der klimatischen Bedingungen im Nord-Ostsee Küstenraum treten Land-/Seewind-Zirkulationssysteme von wetterbeeinflussender Stärke nicht häufig auf. Untersuchungen zum Spurenstofftransport in Land-Seewindzirkulationssystemen lassen vermuten (s. z.B. BLUMENTHAL et. al. (1978)), daß die Belastung der Küstenregionen und insbesondere des gefährdeten Wattenmeeres während dieser für die Ansammlung von Schadstoffen günstigen Bedingungen erhöht ist. Dabei sind die Ablagerung von Schadstoffen durch Trockendeposition und das Auswaschen durch Konvektionsregen die Eintragungsmechanismen.

In diesem Beitrag soll die Entwicklung der Land-Seewindzirkulation untersucht werden. Das nichthydrostatische Mesoskalenmodell GESIMA (Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre) wird benutzt, um den Verstärkungseffekt der wechselwirkenden Zirkulationssysteme herauszuarbeiten.

2. Das Strömungsmodell

Das Mesoskalenmodell GESIMA integriert die anelastisch approximierten Navier-Stokes Gleichungen auf einem Topographie-angepassten Koordinatensystem. Die dynamischen Gleichungen werden mit einem McCormack Verfahren integriert, und für den passiven Transport wird eine Variante des Smolarkiewicz Schemas verwendet. Die Initialisierung geschieht mit berechneten 1-d Profilen als Anfangswerten.

3. Die physikalischen Parameterisierungen

Turbulente Diffusionskoeffizienten für den Impuls werden im Rahmen der $l\sqrt{E}$ Parameterisierung aus der turbulenten kinetischen Energie bestimmt. Alle wei-

teren Diffusionskoeffizienten für Temperatur, Feuchte, Tracer, ... werden über die inverse Prandtl-Zahl an die Parameterisierung der Impulsdiffusion angeschlossen. Das Bodenenergiemodul berechnet aus der Information über Bodeneigenschaften und Landnutzung mit fünf Niveaus im Erdboden alle für die Energiebilanz erforderlichen Flüsse an der Boden - Atmosphäre Grenze. Da in mittleren Breiten die Niederschlagsbildung fast ausschließlich über die Eisphase verläuft, wird im Wolkenmodul eine repräsentative Eiskonzentration mitberechnet (LEVKOV et. al. (1988)). Auswaschprozesse sind für einen passiven Tracer (in diesem Fall Blei) berücksichtigt. Die Aerosol Teilchengröße ist der bestimmende Faktor sowohl für Regenfallraten als auch für die Naßdeposition.

4. Simulationsbeispiel

Eine wichtige Forderung an die Wolkenparameterisierung ist die Fähigkeit, den Lebenszyklus konvektiver Bewölkung realistisch zu beschreiben und die Lage der Bewölkung widerzugeben. Als Testbeispiel ist in Fig. 1 die Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit in Küstennähe dargestellt. Das Lösungsgebiet beträgt für diesen Fall $12 \times 12 \times 6.5 \text{ km}^3$. Die Land-Wasser Temperaturdifferenz beträgt etwa 10° C . Obwohl kein synoptischer Wind vorhanden ist, wird die Zone aufsteigender Luft landeinwärts gezogen. Die in Fig. 2 und 3 gegebenen Verteilungen von Wolkenwasser und Eisphase geben die Struktur von Eiswolken qualitativ wieder: die Eisphase ist in der Höhe leicht versetzt gegen die Verteilung des Wolkenwassers.

Simulationen über den Verbleib von passiven Spurenstoffen, die von Einzelquellen im Küstenbereich emittiert werden, vervollständigen die Untersuchung.

Literatur

- BLUMENTHAL, D. L.; WHITE, W. H.; SMITH, T. S.: Anatomy of a Los Angeles Smog Episode: Pollutant Transport in the Day-Time Sea-Breeze Regime. Atmos. Env. 12(1978)893-907.
LEVKOV, L.; JACOB, D.; EPPEL, D. P.; GRASSL, H.: Framework of Cloud Parameterization Including

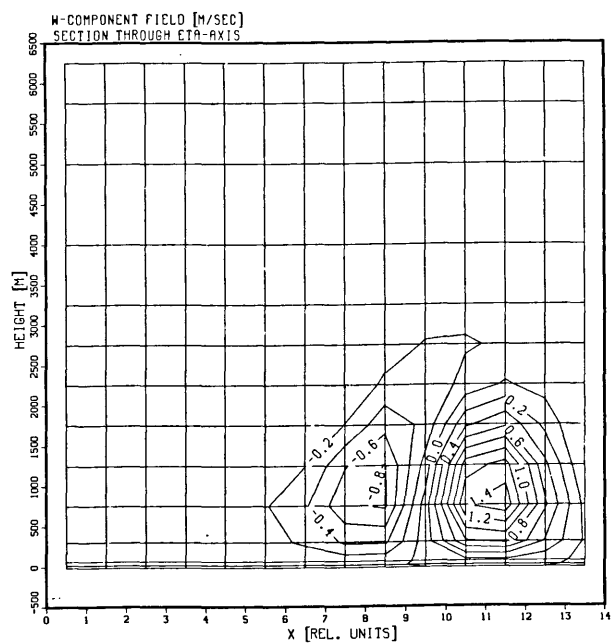


Fig. 1

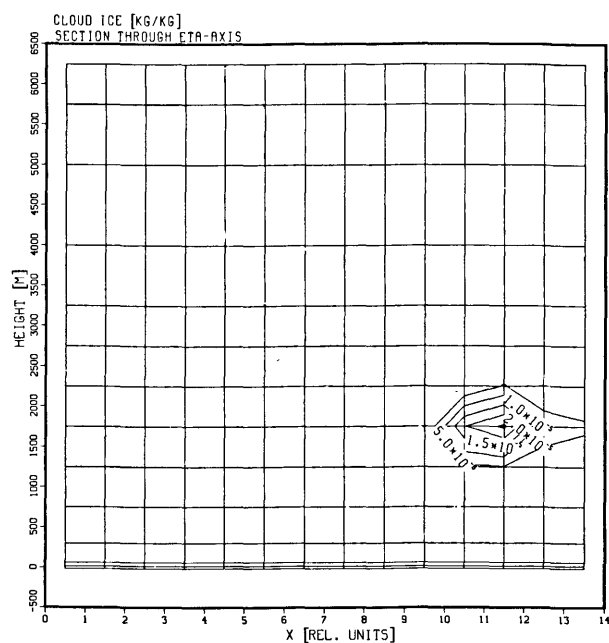


Fig. 3

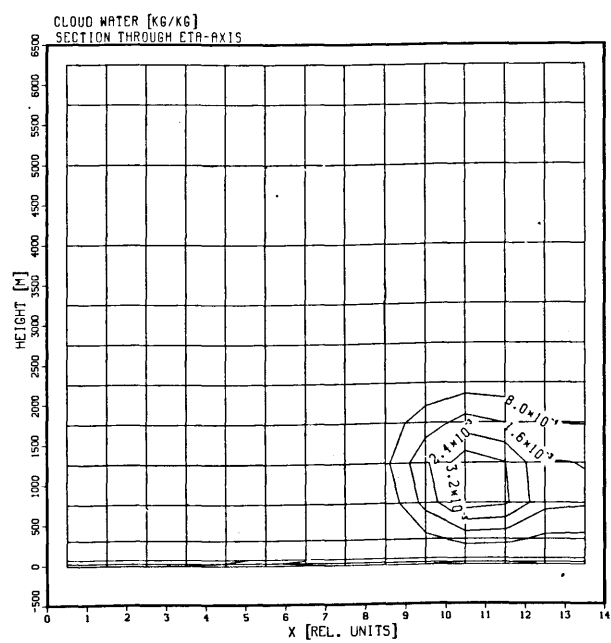


Fig. 2

Optimierung der Anfangs- und Randwerte für ein räumlich begrenztes Modell

U. Callies, D.P.Eppel
GKSS - Forschungszentrum, 2054 Geesthacht

1 Einleitung

Eine Hauptschwierigkeit bei der Integration eines meteorologischen Modells auf begrenztem Lösungsgebiet besteht in der Konstruktion der benötigten Anfangs- und Randwerte auf der Grundlage unzureichender, dem Modell schlecht angepaßter oder/und fehlerhafter Meßdaten. Das Problem läßt sich als Variationsaufgabe formulieren (Talagrand and Courtier, 1987). Gesucht sind diejenigen Anfangs- bzw. Randwerte, welche die Trajektorie des Modells im Phasenraum optimal an in Raum und Zeit verteilte Meßdaten anpaßt. Als Maß für die Güte der Anpassung dient die sog. Kostenfunktion \mathcal{J} , welche im einfachsten Fall als quadratisches Funktional der Differenz zwischen Meßwerten d_ν und zugehörigen Modellwerten m_ν definiert ist. Als optimal werden dann diejenigen Anfangs- und Randwerte X_0 angesehen, welche die Minimalitätsforderung

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial X_0} = \frac{\partial}{\partial X_0} \sum_{\nu} \frac{1}{2\sigma_\nu^2} (d_\nu - m_\nu)^2 = 0$$

erfüllen. Dabei sind σ_ν Skalierungsfaktoren, mittels derer u.a. auch die Zuverlässigkeit der verwendeten Daten Berücksichtigung finden kann. Am Beispiel der linearisierten Flachwassergleichungen wird das Verfahren zur Anfangswertbestimmung demonstriert.

2 Diskretisierung der Modellgleichungen

Das behandelte Gleichungssystem lautet

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + U \frac{\partial u'}{\partial x} + V \frac{\partial u'}{\partial y} - f v' + g \frac{\partial h'}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + U \frac{\partial v'}{\partial x} + V \frac{\partial v'}{\partial y} + f u' + g \frac{\partial h'}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial h'}{\partial t} + U \frac{\partial h'}{\partial x} + V \frac{\partial h'}{\partial y} + \frac{f}{g} (V u' - U v') + H \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) &= 0. \end{aligned}$$

(U, V = Komponenten des Grundstroms; u', v' = Komponenten der Geschwindigkeitsstörung; H, h' = mittleres bzw. gestörtes Höhenfeld; f, g = Coriolis- bzw. Schwerebeschleunigung.) Der Grundstrom wurde als geostrophisch balanciert vorausgesetzt. Eine Diskretisierung des analytischen Gleichungssystems wird mit Hilfe des Lax-Wendroff-Schemas 2. Ordnung gewonnen. Sei X eine der drei Modellvariablen u', v', h' . Führt man einen

Parameter α ein, welcher Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann und eine relative Wichtung von expliziter ($\alpha = 1$) bzw. impliziter ($\alpha = 0$) Integration ermöglicht, so liefert eine Taylorentwicklung den folgenden Zusammenhang zwischen den Modellwerten zum $(n-1)$ -ten bzw. n -ten Zeitschritt Δt :

$$\begin{aligned} X^n + (\alpha - 1) \left(\frac{\partial X^n}{\partial t} \Delta t - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X^n}{\partial t^2} (\Delta t)^2 \right) &= \\ X^{n-1} + \alpha \left(\frac{\partial X^{n-1}}{\partial t} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X^{n-1}}{\partial t^2} (\Delta t)^2 \right). \end{aligned}$$

Ersetzt man die Zeitableitungen durch die analytischen Gleichungen und approximiert anschließend alle räumlichen Ableitungen durch zentrale Differenzen, so erhält man für jede Modellvariable X am Punkt i, j eine Gleichung der folgenden Form

$$\sum_{Y,r,s} (L_{XY})_{r,s} Y_{i+(r-2),j+(s-2)}^n = \sum_{Y,r,s} (F_{XY})_{r,s} Y_{i+(r-2),j+(s-2)}^{n-1},$$

wobei Y wieder für u', v' oder h' steht und die Indizes r, s von 1 bis 3 laufen. Die Matrizen L_{XY}, F_{XY} beschreiben den impliziten bzw. expliziten Operator. Im konkreten Beispiel gilt z.B.:

$$F_{UV} = \begin{pmatrix} -\frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} & -\frac{\alpha}{4} f \Delta t \frac{V\Delta t}{\Delta y} & \frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} \\ \frac{3\alpha}{4} f \Delta t \frac{U\Delta t}{\Delta x} & \alpha f \Delta t & -\frac{3\alpha}{4} f \Delta t \frac{U\Delta t}{\Delta x} \\ \frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} & \frac{\alpha}{4} f \Delta t \frac{V\Delta t}{\Delta y} & -\frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} \end{pmatrix}$$

Mit Hilfe dieses diskretisierten Flachwassersmodells kann für vorgegebene Anfangs-/Randbedingungen der Wert der Kostenfunktion \mathcal{J} berechnet werden. Um ihren Gradienten bzgl. der Anfangs-/Randwerte zu bestimmen, ist es zweckmäßig, ein zum ursprünglichen adjungiertes Modell zu formulieren.

3 Das adjungierte Modell

Die Differentiation der sog. Kostenfunktion \mathcal{J} nach z.B. den Anfangswerten der Modellvariablen erfordert häufiges Nachdifferenzieren, welches mittels der Kettenregel den diskreten Algorithmus, durch welchen die Modellwerte m_ν aus den Anfangswerten erzeugt wurden, zurückverfolgt. Dieses Verfahren kann in einen übersichtlichen Algorithmus überführt werden, indem man formal die Modellvariablen zu jedem Zeitpunkt als voneinander unabhängig betrachtet, dafür aber die mit Lagrange-Parametern $(\lambda_Z)_{k,l}^n$ multiplizierten Modellgleichungen als

Zwangsbedingungen zur Kostenfunktion hinzuaddiert (Thacker, 1988). Bei Annahme einer rein expliziten Integration bedeutet dies, daß die Ableitung des folgenden erweiterten Funktionals \mathcal{L} bzgl. jeden Modellwertes verschwinden soll:

$$\mathcal{L} = \mathcal{J} + \sum_{Z,k,l,m} (\lambda_Z)_{k,l}^m \left[Z_{k,l}^m - \sum_{Y,r,s} (F_{ZY})_{r,s} Y_{k+(r-2),l+(s-2)}^{m-1} \right].$$

Aus der Bedingung $\partial \mathcal{L} / \partial X_{i,j}^n = 0$ ergibt sich das inhomogene adjungierte Gleichungssystem

$$(\lambda_X)_{i,j}^n = \sum_{Y,r,s} (\tilde{F}_{XY})_{r,s} (\lambda_Y)_{i+(r-2),j+(s-2)}^{n+1} - \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial X_{i,j}^n}.$$

Man erkennt, daß sich der Inhalt der Kettenregel jetzt in Form einer Integration gegen die Zeitrichtung manifestiert. Zur Veranschaulichung der adjungierten Matrizen sei das folgende Beispiel gegeben:

$$\tilde{F}_{UV} = \begin{pmatrix} -\frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} & -\frac{3\alpha}{4} f \Delta t \frac{V\Delta t}{\Delta y} & \frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} \\ \frac{\alpha}{4} f \Delta t \frac{U\Delta t}{\Delta x} & -\alpha f \Delta t & -\frac{\alpha}{4} f \Delta t \frac{U\Delta t}{\Delta x} \\ \frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} & \frac{3\alpha}{4} f \Delta t \frac{V\Delta t}{\Delta y} & -\frac{\alpha}{8} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta x} \frac{\sqrt{gH}\Delta t}{\Delta y} \end{pmatrix}.$$

Bemerkenswert ist folgende bei semiimpliziter Integration ($\alpha = 1/2$) gültige Symmetriebeziehung:

$$\begin{aligned} \tilde{F}_{XY}(f) &= L_{YX}(-f), \\ \tilde{L}_{XY}(f) &= F_{YX}(-f). \end{aligned}$$

Die Berechnung des Gradienten von \mathcal{L} bzgl. der Anfangswerte ist nun auf direktem Wege möglich. Die Integration des ursprünglichen Modells möge sich über N Zeitschritte erstrecken. Setzt man als Startwert für das adjungierte Modell $(\lambda_X)_{i,j}^{N+1} = 0$, so ergibt sich der gesuchte Gradient nach Integration der adjungierten Gleichungen in negativer Zeitrichtung aus

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial X_{i,j}^0} = -(\lambda_X)_{i,j}^0.$$

4 Minimierung der Kostenfunktion

Das Minimum der Kostenfunktion \mathcal{J} kann iterativ bestimmt werden. Die folgenden Schritte sind zu durchlaufen:

- i) Integration des ursprünglichen Modells ausgehend von geratenen Anfangswerten, dabei Berechnung der Modellwerte m_v sowie der Kostenfunktion.
- ii) Integration des adjungierten Modells, um so den Gradienten der Kostenfunktion zu erhalten. Bei Verwendung konjugierter Gradienten ab 2. Iteration Berechnung der Suchrichtung als Linearkombination aus aktuellem Gradienten und der Suchrichtung beim vorhergehenden Iterationsschritt.
- iii) Berechnung der Schrittweite, die das Funktional entlang der verwendeten Suchrichtung minimiert.
- iv) Verbesserung der verwendeten Anfangswerte durch

Addition des Suchvektors multipliziert mit berechneter Schrittweite. Beginn einer neuen Iteration.

Das beschriebene Verfahren läßt sich in analoger Weise auch für die Bestimmung unbekannter Randwerte der Modellvariablen verwenden.

Es zeigt sich, daß die Konvergenzgeschwindigkeit des Verfahrens stark von der Skalierung des Kostenfunktionals abhängt. Eine geeignete Wahl der σ_v muß sich am Skalenverhalten der Modellgleichungen orientieren.

5 Literatur

TALAGRAND, O.; COURTIER, P.: Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. I: Theory. Q.J.R. Meteorol. Soc. 113, pp. 1311-1328 (1987)

THACKER, W.C.: Three lectures on fitting numerical models to observations. Bericht GKSS 87/E/65, Selbstverlag GKSS Forschungszentrum, 2054 Geesthacht, 1988.

D. Frühwald und U. Wacker

Deutscher Wetterdienst, Offenbach a.M.

1 EINLEITUNG

Der DWD plant die Entwicklung eines hochauflösenden Regionalmodells mit horizontaler Maschenweite $\Delta s \sim 10$ km. Die Erhöhung der räumlichen Auflösung ist ein Mittel, um die Wettervorhersage durch Erfassung kleinerer mesoskaliger Strukturen zu verbessern. Im folgenden wird der Einfluß der Horizontalauflösung auf die Vorhersage des Niederschlages anhand einer Fallstudie mit dem experimentellen Europa-Modell EUM (Müller et al., 1987) untersucht. EUM unterscheidet formal zwischen "skaligem" und "konvektivem" Niederschlag, wodurch das Verhalten der beiden Anteile bei Δs -Änderungen betrachtet werden kann. Die Parametrisierung der Niederschlagsanteile erfolgt mit einem erweiterten Kessler-Schema, das die Eisphase berücksichtigt, bzw. einem "soft adjustment"-Schema.

2 WETTERLAGE UND SIMULATIONEN

Die Ausgangswetterlage vom 7.6.1987, 12 UTC war am Boden durch ein umfangreiches Tiefdrucksystem über der Nordsee und Skandinavien gekennzeichnet. In der von Spanien bis zur Ostsee verlaufenden Frontalzone war eine Luftmassengrenze eingebettet, an der sich vor der Loiremündung eine Wellenstörung gebildet hatte. Diese entwickelte sich rasch zu einer Zyklone und zog innerhalb von 24 Stunden unter Vertiefung von etwa 20 hPa bis Jütland. Die sehr wetterwirksame Kaltfront dieses Tiefs überquerte die Bundesrepublik am frühen Morgen des 8.6.1987. Großräumige Hebung und konvektive Vorgänge verursachten stärkere Niederschläge.

Ausgehend von der Analyse für den 7.6.1987, 12 UTC wurden mit EUM zwei 24h-Simulationen durchgeführt. Sie unterscheiden sich nur in der Maschenweite: $\Delta s = 63.5$ km (Standardlauf, WAS) und $\Delta s = 31.75$ km (WAH). Während die beiden Routinemodelle BKF ($\Delta s = 254$ km) und BKN ($\Delta s = 127$ km) bei der Prognose dieser explosiven Zyklogenese versagten, war vor allem die EUM-Simulation WAH hinsichtlich Verlagerung und Vertiefung erfolgreicher.

3 NIEDERSCHLAGSVERTEILUNG

In Abb.1a,b sind die prognostizierten 12h-Niederschlagssummen für den Zeitraum 7.6.1987, 18 UTC bis 8.7.1987, 06 UTC für einen Ausschnitt des Modellgebietes dargestellt. Beide Vorhersagen zeigen eine deutliche Trennung von drei Niederschlagsgebieten, geben somit die beobachtete großräumige Struktur (Abb.1c) wieder.

Nordfrankreich: Vorhersagen und Beobachtungen

stimmen trotz eines leichten Verlagerungsfehlers für das Tief recht gut überein. WAS und WAH unterschätzen den Niederschlag mit Maximalwerten von 15.4 bzw. 26.3 mm gegenüber beobachteten 50 mm.

SW-Frankreich - Deutschland: Beide Prognosen reproduzieren das langgestreckte Niederschlagsband; sie überschätzen aber seine Intensität und räumliche Ausdehnung.

CSSR - Polen: Gewitter in der feuchtlabilen Warmluft brachten bis zu 32 mm Niederschlag. Die mit WAS prognostizierten Werte (maximal 40.6 mm) stimmen damit ungefähr überein; bei halber Maschenweite wird das Gebiet in zwei Zellen aufgespalten und die Intensität mit bis zu 84.5 mm weit überschätzt. Das Modell simuliert überwiegend skaligen Niederschlag. Bei Halbierung der Maschenweite erkennt man:

1. eine Zunahme des Gesamtniederschlages, bedingt durch die Zunahme des skaligen Anteils,
2. eine stärkere Drängung der Isolinien des Niederschlages, bedingt durch eine Erhöhung der Maxima und/oder eine Verkleinerung des Gebietes mit nennenswertem Niederschlag,
3. eine unruhigere Horizontalverteilung des Niederschlages mit stärkerer Zellstruktur.

4 ZEITLICHER VERLAUF DES NIEDERSCHLAGES

Abb.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der flächengemittelten Niederschlagsrate für den in Abb.1a markierten Bereich (N-Frankreich). Skaliger und konvektiver Anteil sind getrennt. Die Verringerung von Δs liefert einen wesentlich höheren skaligen und etwas geringeren konvektiven Niederschlag. Da die Änderung des skaligen Niederschlages überwiegt, wird auch der Gesamtniederschlag erhöht. Eine Ausnahme bildet das Ende des Vorhersagezeitraums, wenn die Niederschlagszone das Untersuchungsgebiet verlassen hat. Die über das gesamte Modellgebiet gemittelte Niederschlagsrate zeigt einen ähnlichen, aber gegenüber Abb.2 erheblich ausgeglicheneren Verlauf.

5 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Maschenweitenexperimente dieser Art veranschaulichen stets folgende Aspekte:

1. Mit kleiner werdendem Δs kann das Modell konvektive Gebiete zunehmend auflösen. Die physikalischen Mechanismen zur Erzeugung des "skaligen" und "konvektiven" Niederschlages können in den Simulationen nicht mehr eindeutig unterschieden werden.
2. Die Halbierung von Δs äußert sich trotz gleichen Anfangszustands in einer Erhöhung des skaligen und gesamten Niederschlages (vgl. IMBARD et al., 1988) und einer Erhöhung des

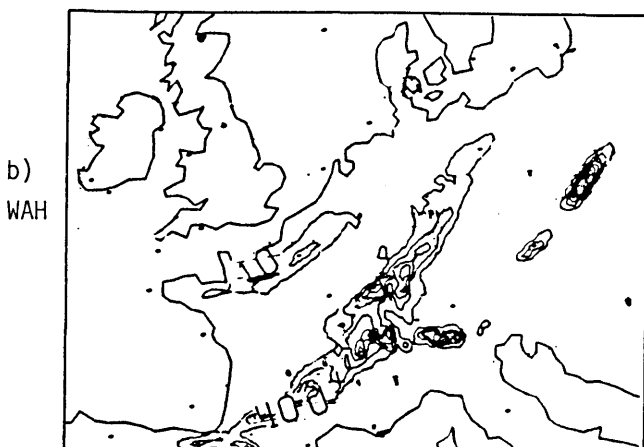
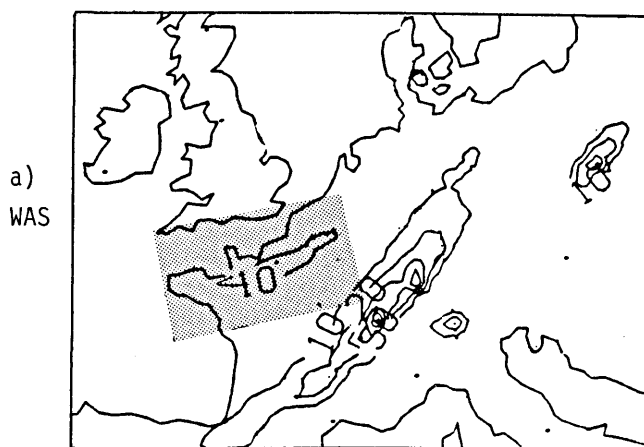


Abb.1: Horizontalverteilung der 12h-Niederschlagssummen für 7.6.1987, 18 UTC bis 8.6.1987, 06 UTC. EUM-Simulationen a) WAS ($\Delta s = 63.5$ km), b) WAH ($\Delta s = 31.75$ km) sowie c) Beobachtungen.

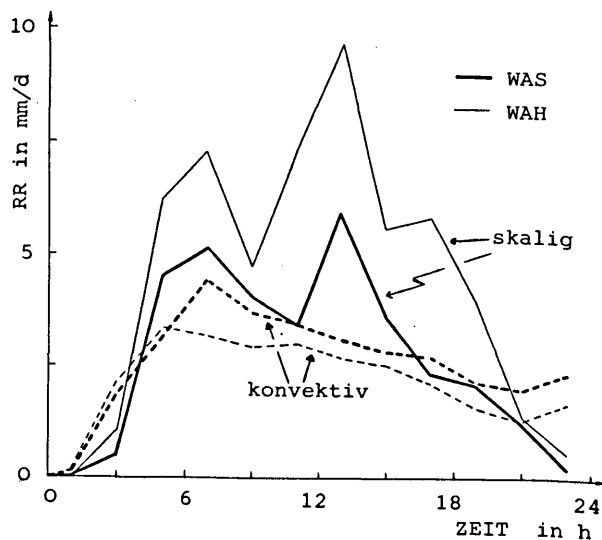


Abb.2: Zeitlicher Verlauf der flächengemittelten "skaligen" und "konvektiven" Anteile der Niederschlagsrate RR. Mittelung über das in Abb.1a markierte Gebiet. EUM-Simulationen WAS ($\Delta s = 63.5$ km) und WAH ($\Delta s = 31.75$ km).

Wolkenwassergehaltes. Parallel hierzu nimmt der Betrag der Vertikalgeschwindigkeit ω zu. Dies läßt vermuten, daß die Verkleinerung von Δs die Wechselwirkung zwischen Vertikalbewegung und Phasenumwandlung im Modell verstärkt. Es ist aber noch nicht geklärt, welcher der Prozesse die Ursache bzw. die Wirkung ist (s. auch KURIHARA et al., 1987). Die Feuchte wird durch den höheren skaligen Niederschlag reduziert und steht nicht mehr für den konvektiven Niederschlag zur Verfügung. Simulationsrechnungen mit kleineren Δs sollen zeigen, ob und wie sich dieser Trend fortsetzt.

DANKSAGUNG

Diese Arbeit wurde im Rahmen des SFB 233 durchgeführt, der von der DFG gefördert wird. Die Autoren danken Frau I. Barat (Budapest) für ihre Hilfe bei der Erstellung der Niederschlagskarten.

LITERATUR

- IMBARD, M.; CRAPLET, A.; DEGARDIN, PH.;
DURAND, Y.; JOLY, A.; MARIE, N.; GELEYN,
J.-F.: ECMWF Seminar (1987) Proceedings
(1988), Vol. II, 231-270
KURIHARA, K.; UENO, M.; MIURA, N.: J.Meteor.
Soc.Japan, Spec.Vol. (1987), 503-516
MÜLLER, E.; FRÜHWALD, D.; JACOBSEN, I.; LINK,
A.; MAJEWSKI, D.; SCHWIRNER, J.-U.; WACKER,
U.: J.Meteor.Soc.Japan, Spec.Vol.(1987),
533-546

DER EINFLUSS MESOSKALIGER KONVEKTIVER STRUKTUREN AUF DIE AUSBREITUNG VON LUFTBEIMENGUNGEN - NUMERISCHE SIMULATIONEN

B. Vogel

Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Kernforschungszentrum Karlsruhe/Universität Karlsruhe

1 Einleitung

In der Atmosphäre haben wir es mit Strömungsvorgängen zu tun, deren Längen- und Zeitskalen sich über mehrere Größenordnungen erstrecken (von planetaren Wellen bis hin zur Mikroturbulenz). Numerische Simulationsmodelle sind jedoch nicht in der Lage, physikalische Prozesse über mehr als zwei Größenordnungen aufzulösen. Mittlerweile stehen aber für alle relevanten Skalen eigene Simulationsmodelle zur Verfügung. Einerseits müssen in diesen Modellen physikalische Prozesse, die sich unterhalb der in einem numerischen Modell verwendeten Maschenweite abspielen, parametrisiert werden. Andererseits können Simulationsmodelle eines bestimmten Skalenbereichs dazu beitragen, Parametrisierungen für die Modelle der nächst größeren Skala zu liefern. In diesem Sinne sind die hier gezeigten numerischen Simulationen zu verstehen, die den Einfluß mesoskaliger konvektiver Strukturen auf die Ausbreitung von Luftbeimengungen sowie die Notwendigkeit der Parametrisierung dieses Einflusses in größerskaligen Modellen aufzeigen sollen.

2 Das Simulationsmodell

In der Atmosphäre auftretende Konvektionszellen oder Wirbelrollen, die durch freie bzw. erzwungene Konvektion entstehen, sind Strömungsstrukturen, die der Mesoskala zuzuordnen sind. Da diese Phänomene hier betrachtet werden sollen, werden die numerischen Simulationen mit dem nichthydrostatischen Simulationsmodell KAMM (Karlsruher Atmosphärisches Mesoskaliges Modell) durchgeführt (ADRIAN 1987). Es basiert auf den Erhaltungsgleichungen für Impuls und Wärme. Die vorgestellten Simulationen beschränken sich wegen der verwendeten Filterbedingung ($\nabla \cdot \vec{v} = 0$) auf flache Konvektion. Die Feuchte wird in der hier verwendeten Version von KAMM nicht berücksichtigt. Statt dessen wird eine Erhaltungsgleichung für einen passiven Tracer mitbehandelt. Das Modell liefert unter an-

derem dreidimensionale Verteilungen des Windvektors, der potentiellen Temperatur und der Konzentration des Tracers. Für die Berechnung des Tracertransports wird ein von HUGELMANN (1988) beschriebenes Advektionsschema verwendet, das sich durch eine geringe numerische Diffusion auszeichnet.

3 Submesoskalige und mesoturbulente Flüsse

Turbulente Transportvorgänge, die sich unterhalb der in KAMM verwendeten Maschenweiten $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ abspielen, sollen als submesoskalig bezeichnet werden. Sie sind zu parametrisieren. Die Parametrisierung erfolgt mit einer Schließung erster Ordnung. Für die dabei auftretenden turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls (m) bzw. Wärme (h) wird oberhalb der Prandtl-schicht verwendet:

$$K_{m,h} = \frac{l^2 D}{\Phi_{m,h}} \quad (1)$$

mit l dem Mischungsweg nach BLACKADAR, $\Phi_{m,h}$ den Profilkfunktionen nach BUSINGER und D der Deformation des Geschwindigkeitsfeldes. Der turbulente Diffusionskoeffizient für den Tracer wird gleich dem für Wärme gesetzt.

Die im mesoskaligen Simulationsgebiet entstehenden konvektiven Strukturen bewirken ihrerseits Transporte, die als mesoturbulente Flüsse bezeichnet werden sollen. Sie lassen sich mit KAMM direkt simulieren. So berechnet sich der vertikale mesoturbulente Fluß des Tracers aus:

$$\langle w'c' \rangle = \frac{1}{L_x L_y} \iint w'c' dx dy \quad (2)$$

mit

$$w' = w - \langle w \rangle = w - \frac{1}{L_x L_y} \iint w dx dy, \\ c' = c - \langle c \rangle.$$

w und c sind die an jedem Gitterpunkt berechneten Werte der Vertikalgeschwindigkeit und der Konzentra-

tion. L_x und L_y bezeichnen die horizontale Erstreckung des gesamten Integrationsgebietes in x- und y-Richtung.

In einem größerskaligen Simulationsmodell, welches die horizontalen Maschenweiten L_x , L_y habe, setzen sich die subskaligen Flüsse aus zwei Anteilen zusammen: Zum einen aus den submesoskaligen Flüssen, zum anderen aus den mesoturbulenten Flüssen.

4 Simulationsergebnisse

Um die Bedeutung der mesoturbulenten Flüsse für die Ausbreitung von Luftbeimengungen zu untersuchen, wird als Fallstudie folgendes numerische Experiment durchgeführt. Die Simulation erfolgt unter Vorgabe von ebenem Gelände. Die Rauigkeitslänge z_0 wird stochastisch variiert. Sie schwankt zwischen 0.1 und 0.5 m. Der geostrophische Wind \vec{v}_g wird höhenkonstant, der Tagesgang der Erdoberflächentemperatur analytisch vorgegeben. Gestartet wird die Simulation unter Vorgabe stabiler Schichtungsverhältnisse.

Die Abbildung 1 zeigt die für 14:00 Uhr simulierte Vertikalgeschwindigkeit w in einer Höhe von 320 m über Grund bei einem geostrophischen Wind von 2.5 ms^{-1} parallel zur x-Achse. Deutlich erkennt man, daß sich mesoskalige konvektive Strukturen ausgebildet haben. Das Maximum von w erreicht einen Wert von 1.36 ms^{-1} .

Zum Zeitpunkt 13:00 Uhr wird nun das in Abbildung 2 dargestellte Startprofil der Konzentration in das simulierte Strömungsfeld eingebracht und dann weitere 2 Stunden in die Zeit integriert. Die Abbildung 2 zeigt zum Zeitpunkt 15:00 Uhr das Profil von $\langle c \rangle$ und ein weiteres Profil, bei dem bei der zeitlichen Integration zwar die submesoskaligen Flüsse berücksichtigt, die mesoturbulenten jedoch ausgeschlossen wurden. Beim Vergleich der simulierten Konzentrationsprofile erkennt man, hier am Beispiel des Spurenstofftransports, deutlich den Einfluß der mesoturbulenten Flüsse in der konvektiven Grenzschicht. Es zeigt sich gleichzeitig, daß in größerskaligen Modellen eine Parametrisierung der subskaligen Flüsse unter Verwendung eines Diffusionskoeffizienten, wie er durch Gleichung 1 gegeben ist, nicht ausreicht. Neuere Ansätze zur Bestimmung des turbulenten Diffusionskoeffizienten, wie man sie zum Beispiel bei MOENG und WYNGAARD (1984) findet, bzw. ein neues Konzept zur Behandlung turbulenter Transportprozesse wie es von STULL (1984) vorgeschlagen wurde, könnten zu einer Parametrisierung der mesoturbulenten Flüsse beitragen.

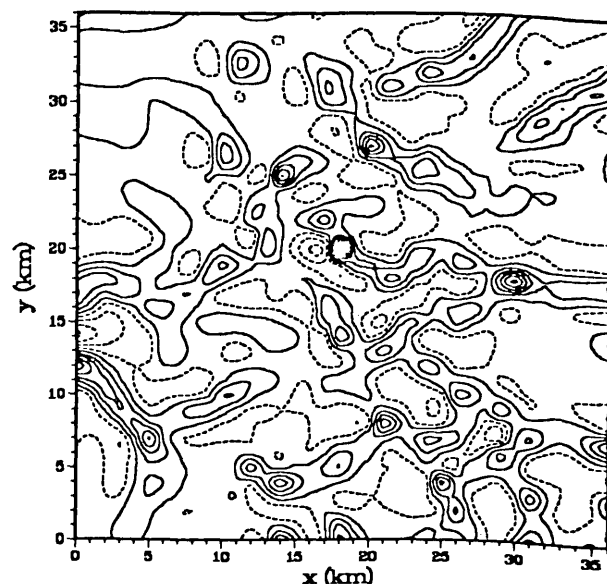


Abbildung 1. : Vertikalgeschwindigkeit 320 m über Grund, strichliert: $w < 0$, Isolinienabstand 0.2 ms^{-1} .

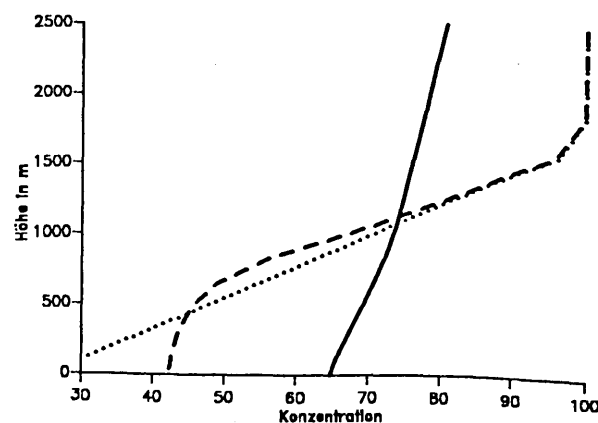


Abbildung 2. : Konzentrationsprofile: Startprofil (...), ohne Berücksichtigung der mesoturbulenten Flüsse (---), $\langle c \rangle$ (—).

5 Literatur

- ADRIAN, G.; FIEDLER, F.: Mesoscale eddies induced by topography analysed with a non hydrostatic model. Air pollution modeling and its application VI Plenum Press New York 1987, 663-670.
- HUGELMANN, C.P.: Differenzenverfahren zur Behandlung der Advektion. Wiss. Ber. Met. Inst. Univ. Karlsruhe Nr. 8 1988.
- MOENG, C.-H.; WYNGAARD J.C.: Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer. J.Atmos.Sci.,41,1984, 3161-3196.
- STULL, R.B.: Transilient turbulence theory. Part I: The concept of eddy-mixing across finite distances. J.Atmos.Sci.,41,1984, 3351-3367.

Siegfried Bloß, Inst. f. Strömungsmechanik, Univ. Hannover,
Appelstr. 9a, D-3000 Hannover 1

Herman Gerritsen, Delft Hydraulics, Rotterdamseweg 185,
2600MH Delft, Niederlande

1 EINLEITUNG

Sturmfluten sind trotz höherer Deiche auch noch heute eine ernsthafte Bedrohung für die nord-deutschen Küstenbewohner und ihren Lebensraum. Zukünftige Klimaänderungen und ein beschleunigter Meeresspiegelanstieg lassen eher eine Zunahme dieser Bedrohung befürchten. Eine Bewertung der Risiken ist nur möglich, wenn die maßgeblichen geophysikalischen Vorgänge verstanden werden.

Für den Ablauf einer Sturmflut und die auftretenden Scheitelwasserstände ist der Eintrag von Windenergie in die Nordsee hinsichtlich seiner örtlichen Verteilung, des zeitlichen Verlaufs und der Wechselwirkung mit dem regulären Tidegeschehen maßgebend. In der vorliegenden Arbeit wurden diese Zusammenhänge mit Hilfe eines hydrodynamisch-numerischen Modells untersucht.

2 SIMULATIONSMODELL

Die Untersuchung wurde mit dem sog. Continental Shelf Model (CSM) durchgeführt, das gemeinsam von Rijkswaterstaat (RWS) und Waterloopkundig Laboratorium (WL) in den Niederlanden entwickelt wurde (VERBOOM et al. 1987). Das Modell rechnet in sphärischen Koordinaten und löst die vollständigen nichtlinearen Flachwassergleichungen mit Hilfe eines ADI Finite-Differenzen-Verfahrens. Das Modellgebiet (Abb. 1) erstreckt sich von 48° bis 62° Nord und von 12° West (außerhalb der Schelfkante) bis 13° Ost. Die Teilung des Rechengitters ist 1/8 Längengrade und 1/12 Breitengrade. Der Rechenzeitschritt beträgt 10 min. Das Modell wird am offenen Rand (gestrichelte Linie in Abb. 1) mit dem Wasserstand als Funktion von sechs Partialtiden (O1, K1, M2, S2, N2, K2) und einer Luftdruckkorrek-

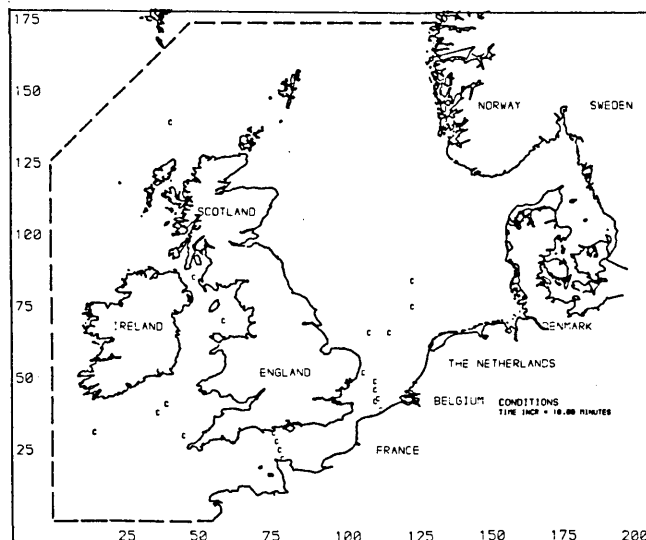


Abb. 1: Modellgebiet des Continental Shelf
Model (aus VERBOOM et al. 1987)

tur gesteuert. An der Meeresoberfläche wird ein Windschubfeld aufgeprägt, das aus der Luftdruckverteilung über der Nordsee und dem daraus resultierenden geostrophischen Wind ermittelt wird. Für die Berechnung wird die übliche quadratische Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit angenommen. Die Bodenschubspannung wird aus dem Quadrat der tiefengemittelten Wassergeschwindigkeit und einem tiefenabhängigen Reibungskoeffizienten (Chézy) berechnet. Das Modell wurde u.a. mit Daten des JONSDAP-1976-Experiments (März 1976) geeicht.

3 STURMFLUTUNTERSUCHUNGEN

Zur Untersuchung der Reaktion der Nordsee auf extreme Windereignisse wurden zwei Sturmfluten ausgewählt, die zeitlich nahe beieinander lagen (2./3. und 20./21. Jan. 1976), hinsichtlich ihrer Zugbahnen und der zugehörigen atmosphärischen Druckverteilung über der Nordsee sowie der resultierenden Wasserstände an den Küstenpegeln signifikante Unterschiede aufwiesen.

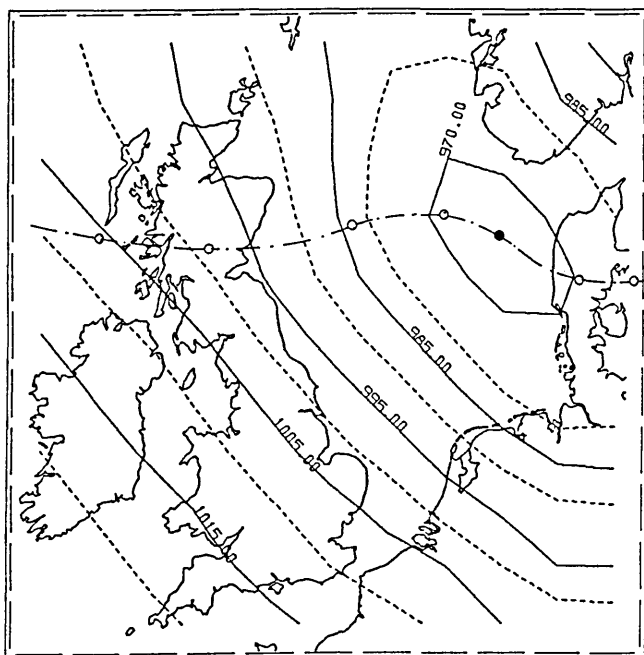


Abb. 2: Luftdruckverteilung über der Nordsee am 3.1.1976, 3.00 Uhr

Das Sturmtief Anfang Januar (Capella-Orkan) war subtropischen Ursprungs und bewegte sich dann schnell über die Britischen Inseln und die Nordsee hinweg, wo es seinen Entwicklungshöhepunkt erreichte. Abb. 2 zeigt die Momentanverteilung des Luftdrucks am 3.1. um 3.00 Uhr, die Zugbahn ist durch die strichpunktierte Linie mit Kreisen als 3h-Markierungen dargestellt. In Abb. 3 wird der zeitliche Verlauf von Wind und Wasserstand in der inneren Deutschen Bucht verglichen. Der Sturm setzt zu Beginn des 3.1. mit Windgeschwindigkeiten bis zu 30 m/s schlagartig und zeitgleich mit Thw (Beginn der Ebbe) ein. Westliche Winde verhindern weitgehend ein Abfließen des Wassers. Im Lauf des Vormittags drehen die Winde mit einsetzender Flut auf Nordwest, die windstauwirksamste Richtung, und führen dadurch zu den höchsten bisher beobachteten

Sturmflutwasserständen an der deutschen Nordseeküste. Die geglättete Wasserstandslinie in Abb. 3 (gleitendes 12h-Mittel), die in etwa dem winderzeugten Aufstau entspricht, zeigt dessen abruptes Einsetzen deutlich und belegt damit den mehr lokalen Charakter des Ereignisses. Bei der Sturmflut vom 21.1. bewegte sich das zugehörige Sturmtief weiter nördlich von Island nach Nordnorwegen. Gleichmäßig starke Winde aus Südwest bis West (Abb. 3) führen zu einem allmählichen großräumigen Anstau in der Nordsee, dem allerdings der normale Tideverlauf unbeeinflusst überlagert bleibt (Abb. 3, 19.1.). Erst ein weiteres Drehen des Windes nach Nordwest zeitgleich mit Beginn der Flut führt dann in der Nacht zum 21.1. zur eigentlichen Sturmflut.

4 ZUSAMMENFASSUNG

Obwohl bei den beiden untersuchten Ereignissen nahezu gleiche Extremwasserstände an der deutschen Küste erreicht wurden, zeigt die Untersuchung deutliche Unterschiede im zeitlichen Verlauf und in der Reaktion der Nordsee auf. Dem mehr lokalen Windenergieeintrag mit schneller Stauentwicklung bei der ersten Sturmflut steht eine großräumige Energiezufuhr mit allmählichem Anstieg gegenüber. Dabei ist die pro Zeit eingebrachte Windenergie im ersten Fall nahezu doppelt so hoch wie im zweiten (berechnet für jeweils 12h vor bis 12h nach Erreichen des Extremwasserstands). Ist das Auftreten von stauwirksamen NW-Winden phasengleich mit der Tide, treten besonders hohe Wasserstände auf.

VERBOOM, G.K.; van DIJK, R.P.; de RONDE, J.G.: RWS-Rep. GWA0-87.021, 1987.

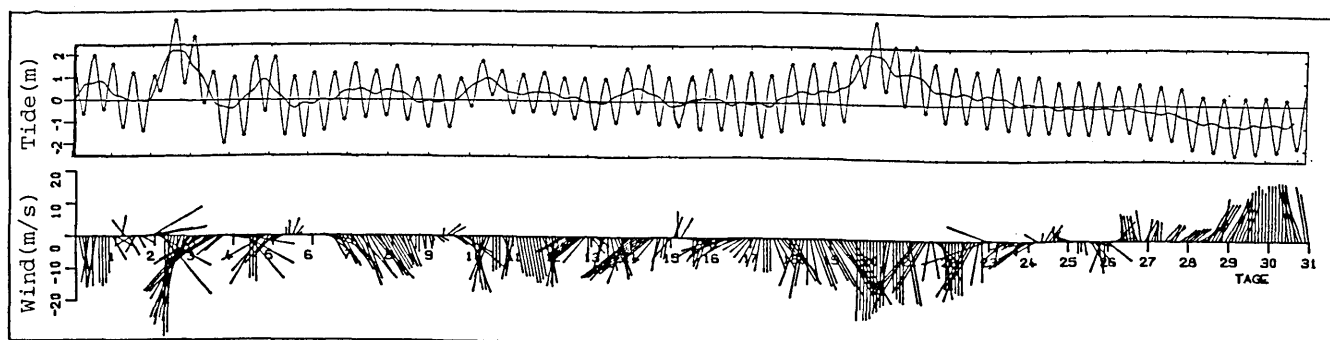


Abb. 3: Tide- und Windverlauf in der inneren Deutschen Bucht in Januar 1976

K. Behrens und L. Hasse

Institut für Meereskunde
Düsternbrooker Weg 20

2300 Kiel 1

1 EINLEITUNG

Es werden Energiespektren der drei Windkomponenten über See vorgestellt. Der Frequenzbereich umfaßt den hochfrequenten Teil der Mesoskala und den niederfrequenten der Mikroturbulenz, entsprechend einem Periodenbereich von ca. 1 Stunde bis zu wenigen Sekunden. Durch die Berechnung charakteristischer Turbulenzparameter ist es möglich, die über See gewonnenen Energiespektren mit über Land empirisch ermittelten Modellspektren (OLESEN et al., 1984; HØJSTRUP, 1981) zu vergleichen.

Die verwendeten Zeitreihen wurden im Sommer 1985 in der Kieler Bucht in der Nähe des Leuchtturms Kiel mit einem dreidimensionalen Propelleranemometersystem in ca. 10 Meter Höhe über Wasser aufgenommen. Auf Grund der Küstennähe ist die Lage der Messstelle nicht repräsentativ für die Verhältnisse auf offener See. Jedoch ergibt gerade der Vergleich der bei auf- und ablandigem Wind gewonnenen Spektren Hinweise auf das Verhalten der Turbulenzstruktur in Küstennähe und damit prinzipiell die Möglichkeit der Extrapolation auf See.

Während bei Untersuchungen über Land die Höhe der niedrigsten Inversion als charakteristischer Parameter mitgeführt wird, wurde hier die Grenzschichthöhe mit Hilfe der Schubspannungsgeschwindigkeit parametrisiert, um zu untersuchen, inwieweit sich eine brauchbare Beschreibung der Spektren in der wassernahen Luftschicht auch ohne Kenntnis der Inversionshöhe ergibt.

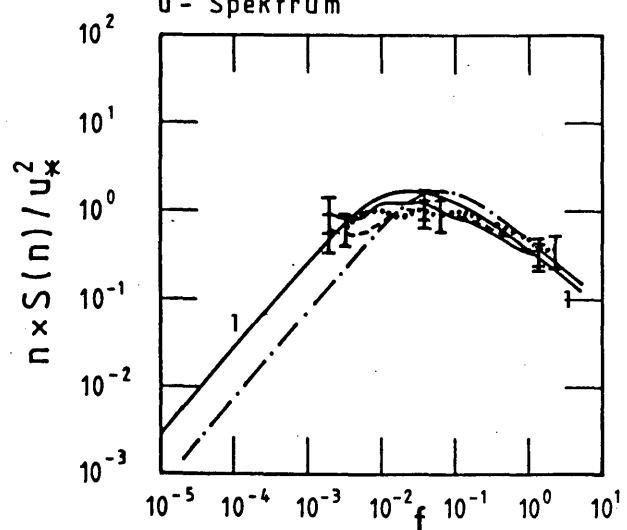
2 METHODE

Für die über See gewonnenen Energiespektren wurden die Windgeschwindigkeit und -richtung, Luft- und Wassertemperatur und kurzweilige Einstrahlung bestimmt. Die ermittelten Stabilitätsparameter dienten zur Berechnung der vergleichbaren Modellfunktionen von OLESEN et al. und HØJSTRUP, die nur von der Meßhöhe z , der Inversionshöhe und der MONIN-OBUKHOV Länge L abhängen.

Der Vergleich zwischen den berechneten und den Modellspektren stützt sich auf charakteristische Größen der Energiespektren, wie z.B. die normierten Standardabweichungen in bestimmten Spektralintervallen, die Frequenz und Energiedichte des mikroturbulenten Maximums oder des mesoskaligen Minimums.

3 ERGEBNISSE

Die Energiespektren zeigen neben der Abhängigkeit der Spektren von der Stabilität der Schichtung auch deutliche Unterschiede im niederfrequenten Spektralbereich zwischen ablandigem und auflandigem Wind. Diese Abweichungen sind besonders deutlich im v -Spektrum. Die hohen Energiedichten bei ablandigem Wind können auf die Advektion von über Land erzeugter Turbulenz zurück geführt werden, während die Spektren bei auflandigem Wind eher das maritime Turbulenzverhalten wiedergeben. Interessant ist zudem die signifikant erhöhte Energie im niederfrequenten Spektralbereich bei hoher Einstrahlung trotz stabiler Schichtung und auflandigem Wind. Bedauerlicherweise enthält der benutzte Datensatz keine Realisierungen mit labiler Schichtung und auflandigem Wind, so daß sich die Ergebnisse über die maritime Turbulenzstruktur



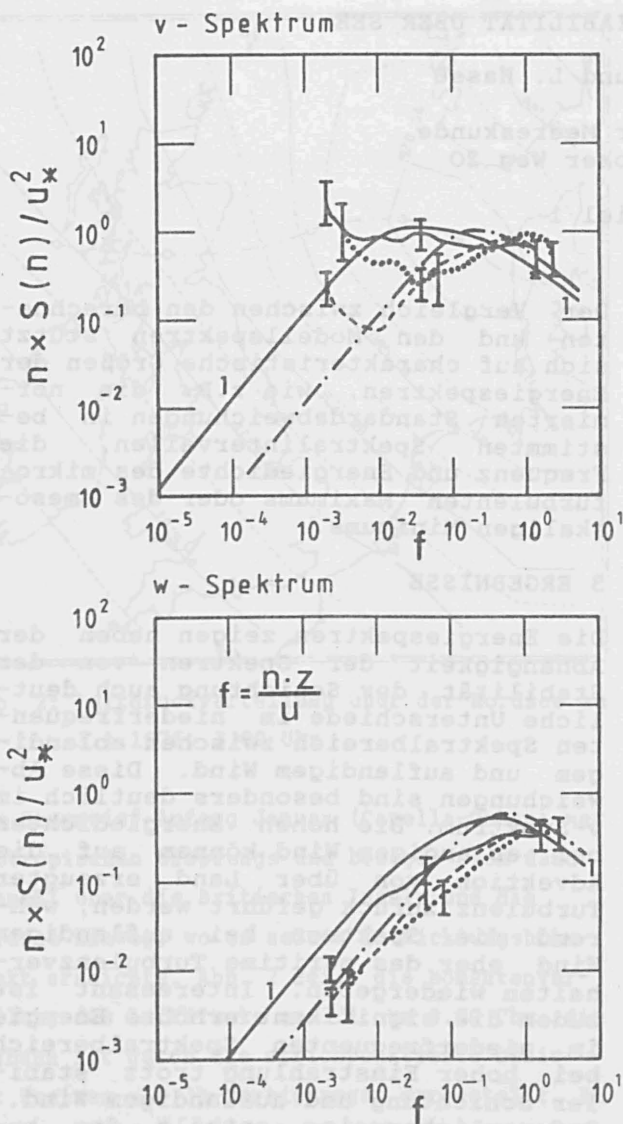


Abb.1: Darstellung mittlerer Energiespektren bei unterschiedlicher Stabilität, Windrichtung und Einstrahlung:
 1 — Modellgleichung ($Ri=-0.2$)
 — Modellgleichung ($Ri=0.06$)
 — $Ri=-0.2$ SW= 0 W/m² aufländig
 — $Ri=0.06$ SW= 0 W/m² abländig
 $Ri=0.06$ SW=663 W/m² abländig
 I : 95%-Konfidenzintervall

zunächst auf stabile Schichtungsverhältnisse beschränken. Ein weiterer Vergleich zwischen der Turbulenzenergie über Land und über See kann mit Hilfe der mit der Schubspannungsgeschwindigkeit normierten Standardabweichung σ/u_* durchgeführt werden. Für die Verhältnisse über Land beruht diese auf Parametrisierungsansätzen von OLESEN et al. (1984), KAIMAL und PANOFSKY (HØJSTRUP 1981). Beschränkt man sich auf die Fälle mit aufländigem Wind, die in Abbildung 2 mit den Fällen stabiler Schichtung identisch sind, so erkennt man deut-

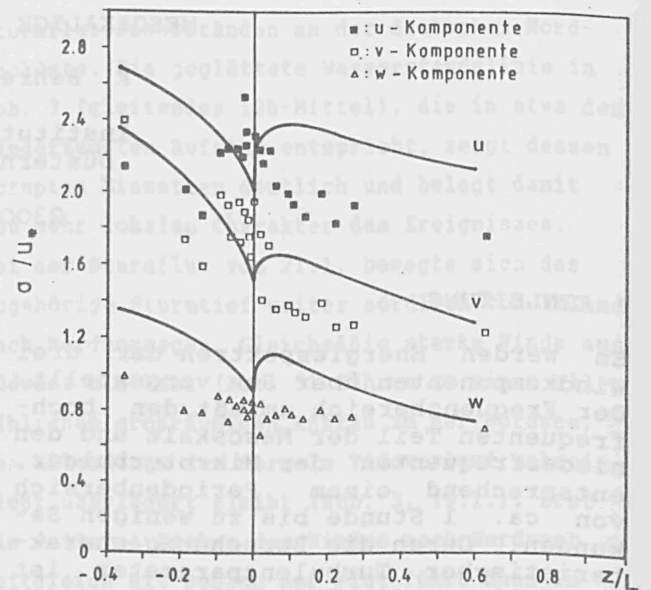


Abb.2: Variation der normierten Standardabweichung mit z/L . (Durchgezogene Linien beschreiben Modellvarianz)

lich geringere Standardabweichungen, als es die Modelle liefern. Dennoch zeigt sich für alle drei Komponenten eine Zunahme der Standardabweichung mit abnehmender Stabilität. σ_w/u_* zeigt dabei näherungsweise die von MONIN 1962 (LUMLEY, PANOFSKY 1964) angegebene Stabilitätsabhängigkeit. Auch die Auswertung der Extremwerte der Spektren zeigt die zu erwartenden Tendenzen, bedarf aber noch der statistischen Absicherung.

4 SCHLUSSBEMERKUNG

Die bisherigen Ergebnisse zeigen zumindest bei stabiler Schichtung für Messungen über See im Küstenbereich deutliche Abweichungen von den empirischen Modellspektren, die eigentlich universell sein sollten. Diese Abweichungen müssen insbesondere bei der Bestimmung von Ausbreitungsbedingungen beachtet werden.

5 LITERATUR

- HØJSTRUP, J.: A Simple Model for the Adjustment of Velocity Spectra in Unstable Conditions Downstream of an Abrupt Change in Roughness and Heat Flux. Bound. Layer Met. 21 (1981), S.341-356
- OLESEN, H.R. et al.: Modelling Velocity Spectra in the Lower Part of the PBL. Bound. Layer Met. 29 (1984), S.285-312
- LUMLEY, J.L.; PANOFSKY, H.A.: The Structure of Atmospheric Turbulence. John Wiley & Sons 1964, New York

DIE POLARFLUGZEUGE DES AWI, IHRE METEOROLOGISCHE GRUNDAUSRÜSTUNG UND DIE TURBULENZMESSANLAGE METEOPÖD - MIT MESSBEISPIELEN.

Lutz Rose Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeres-
 forschung, Bremerhaven
Ulrich Corsmeier Institut für Meteorologie und Klimaforschung,
 Kernforschungszentrum Karlsruhe
Peter Wachs Aerodata Flugmesstechnik GmbH, Braunschweig

1 EINFÜHRUNG

Die beiden Polarflugzeuge des Alfred-Wegener-Instituts für Polar- und Meeresforschung in Bremerhaven (AWI), zwei Dornier Do 228-100, die mit Ski-fahrwerk ausgerüstet werden können, stehen für wissenschaftliche und lo-gistische Aufgaben zur Verfügung. Sie verfügen über Messausrüstungen in Form kompakter Module, die sich in kurzer Zeit einrüsten lassen. Abb. 1 zeigt die Flugzeuge während eines Einsatzes in der Antarktis.

2 DIE POLARFLUGZEUGE DES AWI

Die Do 228-100 ist ein zweimotoriges Propellerturbinenflugzeug ohne Druck-kabine. Technische Angaben zu den Flugleistungen enthält Tab. 1.

Tab.1: Flugleistungen

Nutzlast	ca. 630 kg
Fluggeschwindigkeit	80-100 m/s
Reichweite	1000-1200 km

Die Do 228 "POLAR 2" wurde 1983 und die typengleiche "POLAR 4" 1985 vom AWI in Dienst gestellt. Die Betei-ligung der POLAR 2 am Messprogramm ARKTIS 1988 über der Grönlandsee war der erste grössere meteorologische

Einsatz (Rose und Hennings 1989). Seit August 1988 kann die POLAR 4 Messungen mit dem Turbulenzmess-system METEOPÖD durchführen.

3 WISSENSCHAFTLICHE GRUNDAUSRÜSTUNG

Die beiden Polarflugzeuge sind mit Laser-Trägheitsnavigationssystemen ausgestattet. Zusammen mit Radar-höhenmessern, barometrischer Mes-sung und einer Positionskorrektur nach dem "Standlauf/Standlauf-Ver-fahren" (Hotop 1986) erhält man sehr genaue Positionswerte: In Ab-hängigkeit von der Zeit beträgt der mittlere Messfehler für die horizon-talen Koordinaten 100 m/Stunde und für die Höhe 10 m.

Die Daten des Navigationssystems und der Messinstrumente werden über einen Vorrechner einem zentralen Bordrechner übertragen. Die Digi-talisierung, Skalierung und Qua-litätskontrolle der Daten ge-schieht in Echtzeit. Gleichzeitig können auch von der wissenschaft-lichen Aufgabe abhängige Algorith-men gerechnet werden. Dem Nutzer ste-hen die fertigen physikalischen Da-ten, z.B. die Windgeschwindigkeit, nicht nur auf Datenträgern zur Ver-



Abbildung 1.

fügung, sondern sie können schon während des Fluges auf Listen und Grafik-Bildschirmen dargestellt werden.

4 METEOROLOGISCHE GRUNDAUSRÜSTUNG

Lufttemperatur, Luftfeuchte, Flüssigwassergehalt, sowie kurz- und langwellige Strahlung aus der Höhe und vom Boden werden mit einer zeitlichen Auflösung von 10 Hz gemessen. Mit einem seitlich an der Flugzeugnase angebrachten Prandtlischen Staurohr wird der statische und dynamische Luftdruck bestimmt. Bei anstell- und schiebewinkelfreiem Flug kann aus den Daten des Staurohrs und der Trägheitsplattform der mittlere horizontale Windvektor berechnet werden. Tabelle 2 bietet eine Übersicht meteorologischer Grössen und ihrer mittleren Fehler.

Tab.2: Meteorolog. Grundausrüstung

Grösse	Fehler
Horizontalwind	1.5 m/s
Luftdruck	0.1 hPa
Lufttemperatur	0.2 K
Relative Feuchte	5 %
Flüssigwassergehalt	0.2 g/m
kurzw. Strahlung	20 W/m
langw. Strahlung	20 W/m

Abb. 2 zeigt als Messbeispiel vertikale Profile der Lufttemperatur, die am Rand des arktischen Meereises gewonnen wurden.

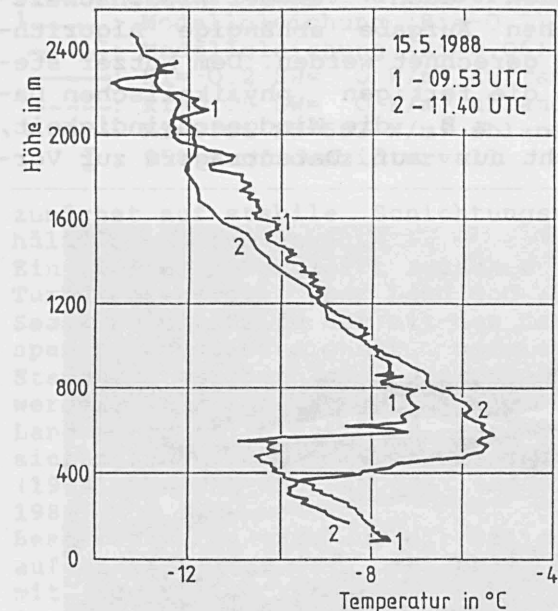


Abbildung 2.

5 TURBULENZMESSANLAGE METEOPOD

Der METEOPOD ist ein etwa 4 m langer Behälter, in dem die Turbulenzmessanlage der POLAR 4 untergebracht ist. Er wird extern am Flugzeug montiert (Abb. 3). Die Fluggeschwindigkeit wird mit einer Fünflochsonde gemessen, zur Messung der Über-Grund-Geschwindigkeit dient eine sogenannte "strap-down"-Kreiselplattform. Die Temperatur wird mit einem "open-wire-Element" und die Feuchte mit einem Taupunktsspiegel, einem kapazitiven Element und einem "Lyman-Alpha"-Hygrometer gemessen. Die zeitliche Auflösung der METEOPOD Messungen beträgt 100 Hz. Die meteorologischen Messgrössen und ihre mittleren Fehler sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Tab.3: METEOPOD

Grösse	Fehler
Windvektor (3-D)	0.5 m/s
Luftdruck	0.1 hPa
Temperatur	0.2 K
relative Feuchte	5 %
Taupunkt (T.-Spiegel)	0.5 K
abs. Feuchte (L.-Alph.)	4 %

Vom Institut für Meteorologie und Klimatologie des Kernforschungszentrums Karlsruhe wurden im August 1988 über dem Nordschwarzwald Untersuchungen der konvektiven Grenzschicht (KONVEGS) durchgeführt. Die Messkampagne diente u.a. der Erprobung des METEOPOD.



Abbildung 3.

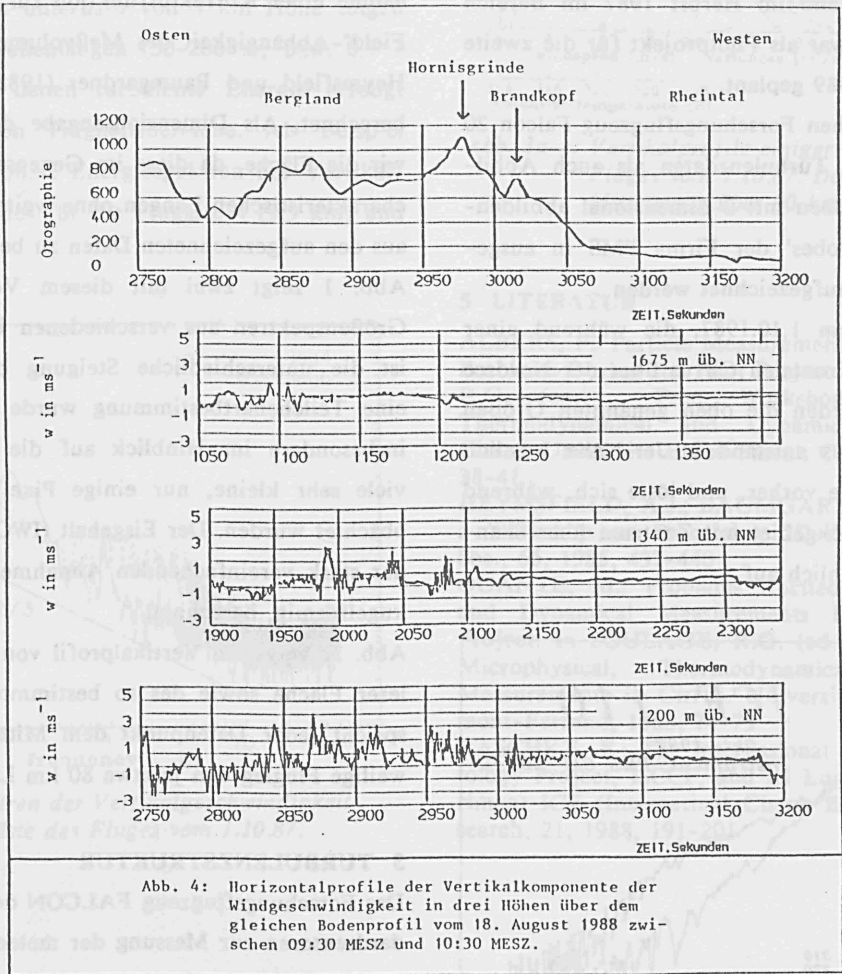
Abb. 4 zeigt in drei Höhen über dem gleichen Bodenprofil gemessene Vertikalwindkomponenten während KONVEGS. Es handelt sich um einen Strahlungstag mit sehr geringer synoptischer Grundströmung. Die ca. 20 km lange Messstrecke führte vom Rheintal im Westen über die Hornisgrinde zum Bergland des Nordschwarzwaldes im Osten. Dort hat am Vormittag in den unteren Niveaus die Konvektion mit Vertikalgeschwindigkeiten von 2.5 m/s bei heftigen Fluktuationen bereits eingesetzt.

Speziell am Osthang der Hornisgrinde und am Brandkopf wird mit der Sonnenexposition des Erdbodens starke Konvektion beobachtet. Diese Konvektionsgebiete wandern im Tagesverlauf der Sonne folgend auf die Westhänge der Berge.

6 LITERATUR

HOTOP, H.-J.: Flugerprobung des LITTON Laserkreisel-Strapdown-Systems LTN-90. DFVLR, Institut für Flugführung, DFVLR-Mitteilung 84-16, 1984.

ROSE, L. und D. HENNINGS: The Do-228 "POLAR 2". In: "ARKTIS 1988 FIELD PHASE REPORT" (Herausgeber: B. BRÜMMER), Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe B, erscheint im März 1989.



MIKROPHYSIK UND TURBULENZSTRUKTUR IN CIRRUSWOLKEN, GEMESSEN WÄHREND "ICE" 1987

F. Albers, M. Quante und K.D. Rockwitz
Institut für Geophysik und Meteorologie
Universität zu Köln
Kerpener Straße 13, D-5000 Köln 41

1 EINLEITUNG

Cirruswolken haben deutlichen Einfluß auf das Klima der Erde, aufgrund des Glashauseseffektes tragen sie überwiegend zur Erwärmung der Atmosphäre bei, ein Effekt, der sich in nächster Zeit verstärken könnte. Um diesen Einfluß auch in Klimamodellen richtig zu erfassen, sind genauere Kenntnisse über die Eigenschaften von Cirruswolken erforderlich. Hierzu soll das Internationale Cirrus Experiment "ICE", das sowohl theoretische Untersuchungen als auch 2 Feldexperimente umfaßt, einen wichtigen Beitrag leisten (RASCHKE, 1988). Das erste Feldexperiment fand im Herbst 1987 im Bereich der Nordsee statt und war als Pilotprojekt für die zweite Feldphase im Herbst 1989 geplant.

Mit dem meteorologischen Forschungsflugzeug Falcon 20 der DLR konnten u.a. Turbulenzdaten als auch Abbildungen der Wolkenteilchen mit 2-dimensional abbildenden 'Optical Array Probes' der Firma PMS in ausgedehnten Cirrusfeldern aufgezeichnet werden.

Anhand der Daten vom 1.10.1987, die während einer Meßmission in einem frontalen Cirrus über der Nordsee gesammelt wurden, werden die oben genannten Größen diskutiert. Dieser Cirrus entstand in Jet-Nähe westlich von Irland, etwa 2 Tage vorher, und löste sich, während er sich einem Hochdruckgebiet mit Zentrum über Skandinavien näherte, allmählich auf.

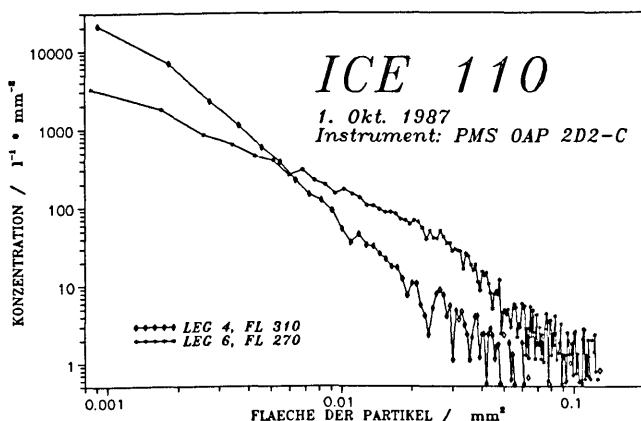


Abb. 1.: Teilchengrößenspektren zweier Flugäste des Fluges vom 1.10.87.

2 MIKROPHYSIK

Bei den oben genannten Flügen wurden mittels zwei-dimensional abbildender Wolkenteilchenspektrometer der Fa. PMS (OAP-2D2-C und OAP-2D2-P; "C" für "cloud" und "P" für "precipitation") Daten der Cirrus-Teilchen aufgezeichnet. Die nominellen Größenbereiche der beiden Sonden sind 25-800 und 200-6400 μm bei 100 m/s; die tatsächlichen Werte für unsere Messungen liegen aufgrund der im Cirrus-Niveau hohen Fluggeschwindigkeit bis zu einem Faktor 1.8 schlechter (ALBERS, 1988).

Die Anzahldichten der Partikel wurden unter Zuhilfenahme einer Korrekturfunktion für die sog. "Depth-of-Field"-Abhängigkeit des Meßvolumens, wie sie u.a. von Heymsfield und Baumgardner (1985) beschrieben wird, berechnet. Als Dimensionsangabe der Teilchen wählten wir die Fläche, da diese im Gegensatz zu irgendwelchen charakteristischen Längen ohne weitere Annahmen direkt aus den aufgezeichneten Daten zu bestimmen ist.

Abb. 1 zeigt zwei mit diesem Verfahren gewonnene Größenspektren aus verschiedenen Flughöhen. Auffällig ist die unterschiedliche Steigung beider Kurven. Auf eine Teilchenartbestimmung wurde zunächst verzichtet, insbesondere im Hinblick auf die Tatsache, daß sehr viele sehr kleine, nur einige Pixel große Partikel beobachtet wurden. Der Eisgehalt (IWC) wurde daher unter der stark vereinfachenden Annahme, alle Teilchen seien kugelförmig, berechnet.

Abb. 3c zeigt ein Vertikalprofil von Anzahldichte, mittlerer Fläche sowie des so bestimmten IWC. Dabei entspricht jeder Datenpunkt dem Mittelwert über das jeweilige Flugleg von je etwa 80 km Länge.

3 TURBULENZSTRUKTUR

Das Forschungsflugzeug FALCON der DLR ist mit Standardsensoren zur Messung der meteorologischen Parameter Temperatur, Feuchte und Druck ausgerüstet. Die Komponenten des Windvektors werden mittels Druckdifferenzmessungen mit einer Fünflochsonde bestimmt. Das Turbulenzsystem arbeitet mit einer Datenaufzeich-

nungsrate von 100 Hz. Die Überprüfung des Sensorverhaltens mittels Spektralanalyse indiziert bis auf bekannte Effekte gute Meßdaten. Ein Problem bereitet die Messung der absoluten Feuchte in den geflogenen Höhen. Besonderheiten der Messungen im Cirrusniveau werden in QUANTE (1988) besprochen.

Die Meßgebiete der bisher ausgewerteten Flüge sind gekennzeichnet durch eine starke vertikale Scherung des horizontalen Windes sowie durch eine stabile Temperaturschichtung (Abb. 3a).

Die Berechnung von Varianzen, turbulenten Flüssen und Energiedichtespektren zeigt, daß im oberen Bereich des Wolkengebietes die turbulenten Signale schwächer ausgeprägt sind als im unteren. Es existieren jedoch vertikale wie horizontale Inhomogenitäten. In Abb. 3b sind Vertikalprofile von Varianzen der Windgeschwindigkeitskomponenten gezeigt. Es handelt sich um Mittelwerte über 80 km lange Flugäste. Insbesondere fallen die ausgeprägten Maxima für die u- und v-Komponenten auf. Energiedichtespektren unterhalb von 9 km Höhe zeigen bei relativ kurzen Wellenlängen (50-200 m, bzw. 0.7 - 3 Hz) Bereiche, in denen turbulente Energie erzeugt wird, oberhalb davon Trägheitsbereiche. Als Beispiel hierfür werden in Abb. 2 Energiespektren der Vertikalgeschwindigkeit für die Flugäste 4 (9.5 km) und 6 (8.3 km) gezeigt.

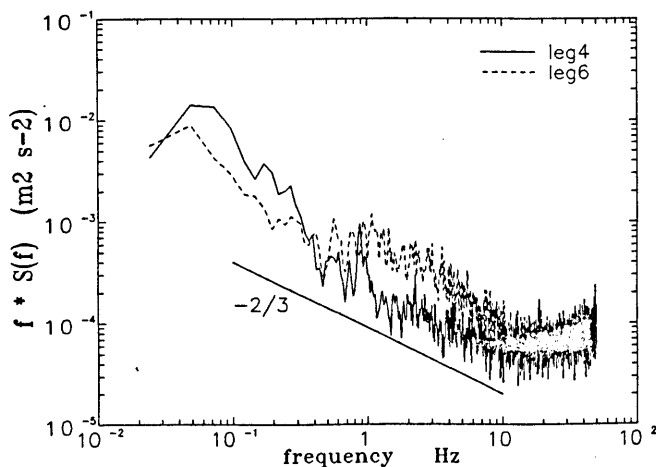


Abb. 2.: Energiespektren der Vertikalgeschwindigkeit zweier Flugäste des Fluges vom 1.10.87.

4 DISKUSSION

Es können signifikante Unterschiede zwischen dem oberen und unteren Teil der beobachteten Cirruswolken festgestellt werden. Die große Anzahl kleiner Teilchen spricht für ein Bildungsgebiet im oberen Wolkenbereich. Im unteren Teil sind viele große Eiskristalle anzutreffen, hier wurde auch bei kleineren Wellenlängen eine erhöhte Turbulenzintensität gemessen, die möglicherweise durch Strahlungsprozesse generiert wurde. Das betrachtete Wolkengebiet war keinesfalls homogen, es sind daher noch viele Detailstudien erforderlich.

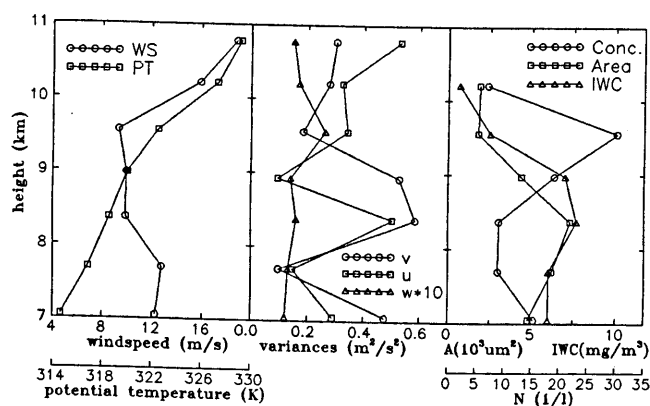


Abb. 3a-c: Vertikalprofile einiger Größen des Fluges vom 1.10.87. Dargestellt sind Mittelwerte über 80 km-Abschnitte.

5 LITERATUR

- ALBERS, F.: Particle Measurements with 2D-Probes, Problems During the Pilot Project of ICE. In SOULAGE, R.G. (ed.) : Proc. Workshop on Microphysical, Thermodynamical and Dynamical Measurements in Cirrus. Universite Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 1988, 38-41
- HEYMSFIELD, A.J.; BAUMGARDNER D.: Summary of a Workshop on Processing 2D-Probe Data. Bull. Am. Soc., 66, 1985, 437-440
- QUANTE, M.: Problems Related to Thermodynamical and Dynamical Measurements During the ICE-Pilot Project. In SOULAGE, R.G. (ed.) : Proc. Workshop on Microphysical, Thermodynamical and Dynamical Measurements in Cirrus. Universite Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 1988, 74-79
- RASCHKE, E.: The International Satellite Cloud Climatology Project, ISCCP, and its European Regional Experiment ICE (International Cirrus Experiment), *Atm. Research*, 21, 1988, 191-201

ANREGUNG VON LEEWELLEN UND SEKUNDÄRZIRKULATIONEN IN DER ATMOSPHÄRE DURCH INHOMOGENITÄTEN DER ERDOBERFLÄCHE

Thomas Kleiser, Gerd Schädler

Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität
Karlsruhe und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

1 Einleitung

Die Strömung in der atmosphärischen Grenzschicht entwickelt neben dem turbulenten Strömungszustand häufig auch geordnete Strömungsmuster. Diese bilden sich vor allem im Lee von Inhomogenitäten der Bodenoberfläche aus. Im folgenden werden thermisch induzierte Sekundärzirkulationen untersucht.

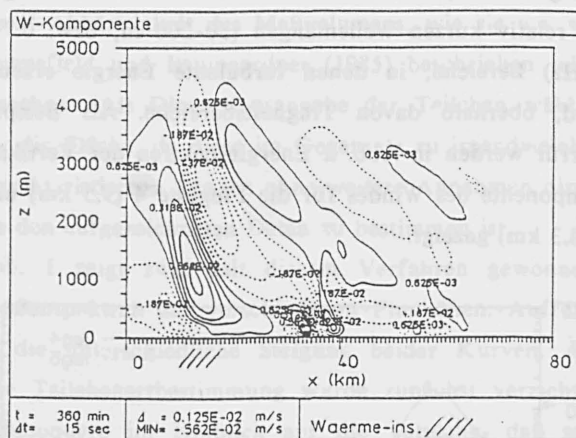
Thermische Inhomogenitäten der Bodenoberfläche sind eine Folge unterschiedlicher Albedowerte sowie horizontal variierender Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität des Bodens. Ebenso ergeben sich Inhomogenitäten in der Oberflächentemperatur als Folge von Unterschieden im Bodenwassergehalt und im Bewuchs.

Die Sekundärzirkulationen spielen eine wichtige Rolle im atmosphärischen Energie, Impuls- und Feuchtehaushalt. Über Einzelparameterstudien im mesoskaligen Klimamodell 'KAMM' der Universität Karlsruhe soll nun eine Parametrisierung des Beitrags der Sekundärzirkulationen zum Energie-, Impuls- und Feuchteaustausch zwischen Bodenoberfläche und freier Atmosphäre entwickelt werden. Eine derartige Parametrisierung kann dann für größerskalige Modelle, in denen mesoskalige Sekundärzirkulationen nicht aufgelöst werden können, verwendet werden und dort zu einer erheblichen Qualitätsverbesserung führen.

1.1 Fallstudien

In Abbildung 1a sind Leewellen dargestellt, die sich bei stabiler Schichtung und einer großräumigen Anströmung von 6 m/s im Lee einer durch eine Albedovariation erzeugten Wärmeinsel (strichliert dargestellt) gebildet haben. Durch die Leewellen wird über dem leeeitigen Umland in der im Tagesverlauf labiler werdenden Grenzschicht Konvektion ausgelöst.

Abb. 1a: w-Feld, 12:00 MEZ, 23. März



2 Anregung atmosphärischer Konvektion durch Inhomogenitäten der Erdoberfläche

2.1 Problemstellung

Bei der Konvektion über Land kommt eine Vielzahl von Boden- und Vegetationsparametern und deren horizontale Verteilung ins Spiel. Hier werden mit Hilfe eines zweidimensionalen gekoppelten Boden-Atmosphärenmodells bzw. Vegetations-Atmosphärenmodells Fallstudien durchgeführt, um einige grundlegende Mechanismen aufzudecken; es wird eine relativ einfach überschaubare Situation gewählt, welche die Effekte deutlich hervortreten lässt und folgendermassen charakterisiert ist:

- leichter geostrophischer Wind aus Nord ($v_g \approx 2 \text{ m/s}$)
- mässig bis schwach stabile Schichtung der Atmosphäre
- horizontal periodische Variation des Bodenwassergehaltes bzw. im Falle von Vegetation des Bewuchses (Feld/Wald); die Breite eines solchen Streifens wird im folgenden mit L bezeichnet. Simuliert wird ein Tag Ende August auf 49° Nord.

2.2 Ergebnisse

Bei allen Simulationen, ob mit oder ohne Vegetation und unabhängig von L , treten konvektive Zellen auf, welche im Laufe eines Tages folgende Entwicklung durchmachen: eine Anfangsphase am Vormittag, in der sich Zellen ausbilden, wobei diese Anfangsphase um so länger ist, je breiter die Streifen sind; am späten Vormittag eine Phase entwickelter Konvektion, in der die horizontalen Abmessungen der Zellen gleich L ist, und schliesslich eine am Nachmittag auftretende Phase mit (evtl. auch nur einer) schmalen,

intensiven Aufwindzonen und breiteren Abwindzonen, deren Abstand keinen Zusammenhang mit L erkennen lässt. Die Höhe der konvektiven Schicht und die Dauer der zweiten Phase (etwa 2 Stunden) wächst mit L . Abbildung 2 zeigt ein typisches Geschwindigkeits- und Temperaturfeld aus dieser Phase (Feld/Wald). Für das Auftreten der dritten Phase spielt neben Nichtlinearitäten und Kondensationseffekten offenbar auch die Rückkopplung zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre eine wichtige Rolle: die Oberflächen- bzw. die Bestandstemperatur und die Temperatur in 30 m über Grund sind in manchen Bereichen gegenphasig; dadurch wird die vorhandene Struktur gestört und die Zellabmessungen werden zu höheren Skalen verschoben. Die Höhe der konvektiven Schicht wird zumindest in der zweiten Phase recht gut durch den Zusammenhang $h \approx (L^2/\Gamma)^{1/6}$ beschrieben, wobei Γ der Gradient der potentiellen Temperatur ist. Abgesehen davon, dass Rauigkeits-sprünge z.B. an Waldrändern konvektionsauslösend wirken können und damit die Lokalisierung der Zellen beeinflussen, sind die Ergebnisse mit und ohne Vegetation ähnlich.

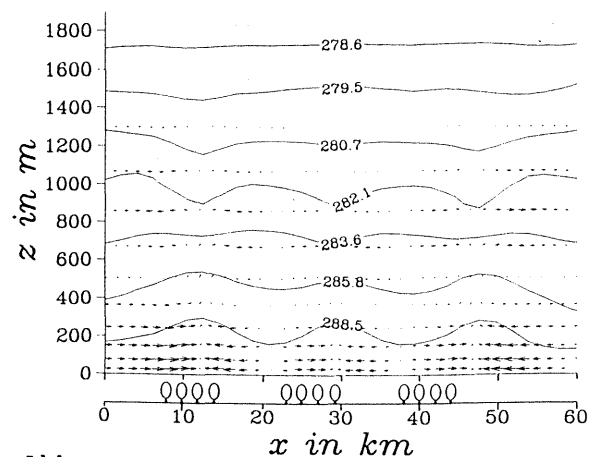


Abb. 2

**NUMERISCHE UND ANALYTISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUM EINFLUSS EINER
DIABATISCHEN ERWÄRMUNG AUF DIE AUSBILDUNG FLACHER GRENZSCHICHT-
ROLLEN**

Andreas Chlond

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

1. EINLEITUNG

Konvektive Vorgänge und die damit verbundenen Transporte von Wärme und Impuls treten in der Atmosphäre häufig organisiert auf. Insbesondere werden im Bereich polarer Kaltluftausbrüche häufig deutlich ausgeprägte Wolkenstrassen beobachtet, die mit einer rollenähnlichen Zirkulationsstruktur verbunden sind. Im Gegensatz zur Laborkonvektion können in der Natur sehr große Aspektverhältnisse (Abstand zwischen den Wolkenstrassen/Konvektionshöhe bis zu 15) angetroffen werden, die wahrscheinlich im wesentlichen eine Folge der freigesetzten latenten Wärme sind.

Mit Hilfe eines zweidimensionalen, hochauflösenden numerischen Modells und mit einem einfachen analytisch handhabbaren Modell feuchter Konvektion wird daher der Einfluß einer diabatischen Erwärmung auf die Ausbildung flacher Grenzschichtrollen untersucht. Hierzu wird ein Quellterm zur Beschreibung der in den Aufwindschläuchen frei werdenden Kondensationswärme in die Modellgleichungen miteinbezogen. Eine genaue Beschreibung der Modelle findet man bei CHLOND (1988). Ziel der Untersuchungen ist es, die Abhängigkeit des Aspektverhältnisses der Rollen von den äußeren Parametern zu bestimmen, insbesondere die Abhängigkeit von der statischen Stabilität, der Höhe der konvektiven Schicht und vom Bodenwärmefluß.

2. ERGEBNISSE

Abbildung 1 zeigt berechnete Aspektverhältnisse (a) und die mit der Konvektionshöhe normierte Breite des Aufwindschlauches (b) der Konvektionsrolle als Funktion des Stabilitätsparameters $\delta_c = (\gamma_e - \gamma_m) / (\gamma_d - \gamma_m)$, wobei γ_e den aktuellen Temperaturgradienten, γ_m den feuchtadiabatischen Temperaturgradienten und γ_d den trockenadiabatischen Temperaturgradienten bezeichnet. Die wichtigste Aussage ist, daß das Aspektverhältnis der Grenzschichtrollen mit zunehmender statischer Stabilität der Wolkenschicht anwächst, während sich die Breite des Aufwindgebietes als nahezu stabilitätsunabhängig erweist. Die Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit Beobachtungen von MIURA (1986), der während polarer Kaltluftausbrüche rollenartige Strukturen mit einem Aspektverhältnis von bis zu 10-15 angetroffen hat. In CHLOND (1988) wird gezeigt, daß die zu beobachtende Abhängigkeit des Aspektverhältnisses von der statischen Stabilität und der Grenzschichthöhe zumindestens qualitativ von den Modellen beschrieben wird.

3. LITERATUR

- Chlond, A.: Numerical and analytical studies of diabatic heating effect upon flatness of boundary layer rolls. Beitr. Phys. Atmosph., 61, (1988), S. 312-329.
- Miura, Y.: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. J. Atmos. Sci., 43, (1986), S. 26-39.

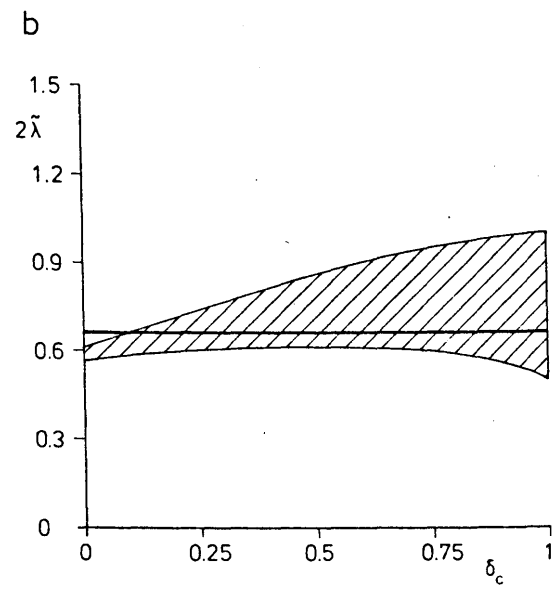
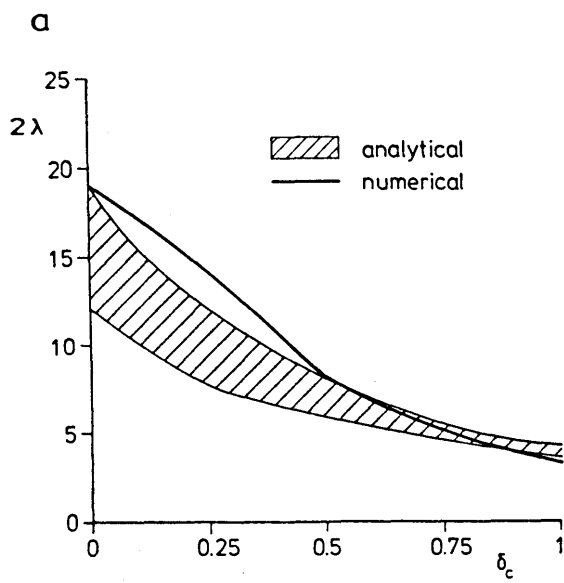


Abb. 1: Abhängigkeit des Aspektverhältnisses 2λ (a) und des mit der Konvektionshöhe normierten Aufwindgebietes $2\tilde{\lambda}$ (b) der Konvektionsrolle vom Stabilitätsparameter δ_c .

DIE ENTWICKLUNG KONVEKTIVER GRENZSCHICHTEN BEI KALTLUFTAUSTRÜCHEN ÜBER DEM MEER UND IHRE PARAMETERISIERUNG IN NUMERISCHEN MODELLEN

Siegfried Raasch

Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover

1 Einleitung

Das großräumige Ausfließen kalter, stabil geschichteter Luftmassen von Kontinenten oder großen Eisflächen über relativ wärmeres Wasser bezeichnet man im allgemeinen als Kaltluftausbruch. In der sich über dem Wasser entwickelnden konvektiven Grenzschicht kommt es häufig zur Ausbildung organisierter Konvektion in Form von horizontalen Wirbelrollen mit Wellenlängen in Größenordnungen von 1 - 10 km. Diese Rollen können bereits mit zweidimensionalen numerischen Grenzschichtmodellen, die eine entsprechend feine horizontale und vertikale Gitterauflösung besitzen, recht gut erfaßt werden. Sie übernehmen fast vollständig den vertikalen Transport von fühlbarer und latenter Wärme, wobei die Wärmeströme an der Wasseroberfläche in der Summe Werte von 1000 W m^{-2} überschreiten können. Modelle, die wegen ihrer groben Gitterstruktur die Konvektion in der Grenzschicht nicht auflösen vermögen (z.B. Modelle zur numerischen Wettervorhersage), müssen die entsprechenden Austauschprozesse in den turbulenten Diffusionstermen der prognostischen Gleichungen berücksichtigen. Als wesentliches Problem stellt sich hierbei heraus, daß mit den üblicherweise verwendeten Schließungsmethoden 1. oder 2. Ordnung für die turbulenten Flüsse ein Phänomen behandelt wird, welches sich gerade durch Eigenschaften auszeichnet, die nicht aus den lokalen Feldgrößen ableitbar sind.

2 Die atmosphärische Grenzschicht bei Kaltluftausbrüchen

Die vorherrschende Konvektionsform bei Kaltluftausbrüchen sind, wie bereits geschildert, helikale Rollen verbunden mit Wolkenstraßen, die im weiteren Verlauf der Strömung meist in ein Gebiet mit offenen oder geschlossenen Zellen einmünden. Nach oben hin wird die Konvektion durch eine Temperaturinversion begrenzt, welche die noch unbeeinflusste Kaltluft kennzeichnet. Das horizontal gemittelte Vertikalprofil der potentiellen Temperatur zeigt in der oberflächennahen Zone eine starke Temperaturabnahme mit der Höhe. Daran schließt sich eine mächtige, gut durchmischte Schicht an, in deren Bereich eine leicht stabile Schichtung vorherrscht. Dieser vermeintlich Konvektion widersprechende Verlauf des mittleren Temperaturprofils wird durch die unterschiedliche horizontale Ausdehnung von Auf- und Abwindgebieten und einer damit verbundenen Asymmetrie im vertikalen Austausch verursacht. An der Untergrenze der Inversion kommt es zu einem trägheitsbedingten Eindringen der Aufwindgebiete in

die relativ wärmere Inversion, was einen erhöhten Temperaturgradienten zur Folge hat. Da dieses Eindringen eine korrespondierende, verstärkte Einbeziehung der Luft der Inversionsschicht in die konvektive Grenzschicht verursacht, nennt man diesen Bereich auch Entrainment-Zone.

3 Grenzschichtentwicklung bei verschiedenen Parameterisierungen

Ergebnisse von Modellrechnungen, die die Rollenzirkulation bei Kaltluftausbrüchen wiederzugeben vermögen, zeigen in vielen Punkten Übereinstimmung mit den oben angesprochenen Grenzschicht-Eigenschaften. Die hier vorgestellten Resultate wurden mit einem zweidimensionalen, nichthydrostatischen Modell erzeugt, das in seinen Details bei RAASCH (1988) beschrieben ist. Die Modellebene ist für den Fall der Rollenzirkulation parallel zur Küste ausgerichtet und wird mit dem mittleren Grenzschichtwind verlagert (Fall A), kann aber auch senkrecht zu ihr (dann stationär, mit vergrößerter horizontaler Gitterweite; Fall B) orientiert werden, so daß eine Rollenentwicklung ausgeschlossen ist. Alle Rechnungen wurden mit einem linearen Temperaturgradienten von $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 3.8 \text{ K km}^{-1}$ bei einem geostrophischen Wind von $u_g = 10 \text{ ms}^{-1}$ gestartet. Die Temperaturdifferenz zwischen Land- und Wasseroberfläche betrug 11 K. Abb. 1 zeigt für den Fall A die Entwicklung des horizontal gemittelten Temperaturprofils für zunehmende Küstenabstände. Deutlich sind alle im vori-

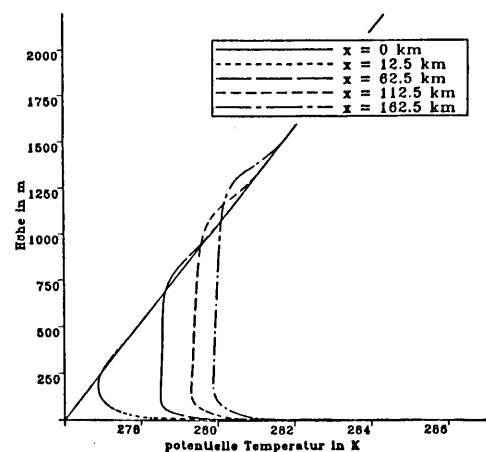


Abb. 1: Einzelne Vertikalprofile der potentiellen Temperatur für verschiedene Küstendistanzen x im Fall A (s. Text).

gen Abschnitt genannten Charakteristika zu erkennen, bis hin zu der leicht stabilen Schichtung oberhalb der Prandtl-Schicht. Das Profil in 12.5 km Küstenabstand deutet wegen

seiner Krümmung auf eine weniger gute Durchmischung hin, was dadurch eine Erklärung findet, daß sich bis dahin noch keine Rollenzirkulation ausgebildet hat. Der vertikale Transport geschieht so ausschließlich durch turbulente Diffusion, zu deren Berechnung in diesem Fall eine lokale Schließung 1. Ordnung benutzt wird, wobei der Diffusionskoeffizient mit einem Prandtl-Kolmogorov-Ansatz berechnet wird. Schon an dieser Stelle läßt sich vermuten, daß im Fall B diese Schließung kein vernünftiges Ergebnis liefert. Abb. 2 bestätigt diese Vermutung, denn das Temperaturprofil (Kurve θ_1) zeigt in 100 km Küstendistanz noch immer eine starke Krümmung über die gesamte Grenzschicht hinweg. Da die parameterisierte turbulente Diffusion hier der einzige Prozess ist, der vertikalen Austausch bewirken kann, sollte eine geeignete Parameterisierung der Diffusionskoeffizienten, in die auch nichtlokale Eigenschaften der konvektiven Grenzschicht eingehen, diesen Austausch besser berücksichtigen. Als bestimmende Parameter der kon-

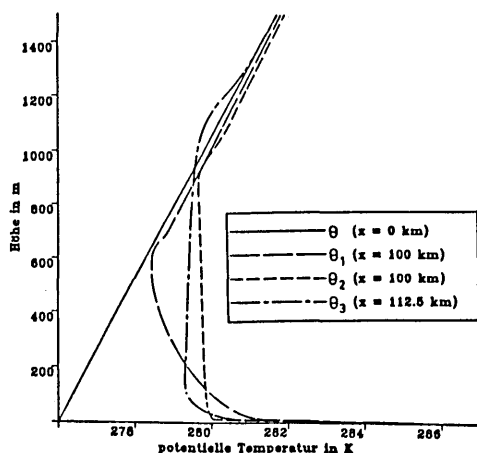


Abb. 2: Einzelne Vertikalprofile der potentiellen Temperatur für verschiedene Küstendistanzen x im Fall B (s. Text).

vektiven Grenzschicht findet man die skalaren Flüsse am Boden ($\overline{w'\theta'_0}$) und am unteren Rand der Entrainment-Zone sowie die Grenzschichthöhe z_i , die in die charakteristische Vertikalgeschwindigkeit

$$w_* = \left(\frac{g}{\theta_0} z_i \overline{w'\theta'_0} \right)^{\frac{1}{3}}$$

eingehen. Mit Hilfe dieser Parameter bestimmten WYNGAARD und BROST (1984) universelle Gradientenfunktionen

$$g_b = 0.4 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-\frac{3}{2}}, \quad g_t = 0.7 \left(1 - \frac{z}{z_i} \right)^{-2},$$

die die asymmetrische, nach oben (Index b) und unten (Index t) gerichtete Diffusion repräsentieren. Bei einem linearen Höhenverlauf des Temperaturflusses, wie er bei konvektiven Verhältnissen gegeben ist, folgt für die vertikalen Diffusionskoeffizienten

$$K_b = \frac{w_* z_i (1 - \frac{z}{z_i})}{g_b}, \quad K_t = \frac{w_* z}{g_t}.$$

Im Modell wird eine Kombination der Form $K = \min(K_b, K_t)$ verwendet. Die so berechneten Diffusionskoeffizienten erreichen in 100 km Küstenabstand Werte bis zu $400 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Das mit diesem Verfahren erzeugte Temperaturprofil (θ_2 in Abb. 2) läßt schon eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit Fall A (θ_3) erkennen. Nicht

wiedergegeben wird aber weiterhin das "Überschießen" sowie die leicht stabile Schichtung. Will man eine weitere Verbesserung in dieser Richtung erzielen, bietet sich die Verwendung eines nichtlokalen Austausch-Verfahrens nach der "Transilienten Turbulenz-Theorie" an, das mit sogenannten Austausch-Matrizen arbeitet, wie es bei STULL und DRIEDONKS (1987) beschrieben ist. Eine eindimensionale Modellsimulation von CHROBOK (1988) nach dieser Methode liefert bei (gegenüber oben) gleichen Anfangsbedingungen die in Abb. 3 dargestellten Vertikalprofile. Das "Überschießen" wird jetzt richtig getroffen, die

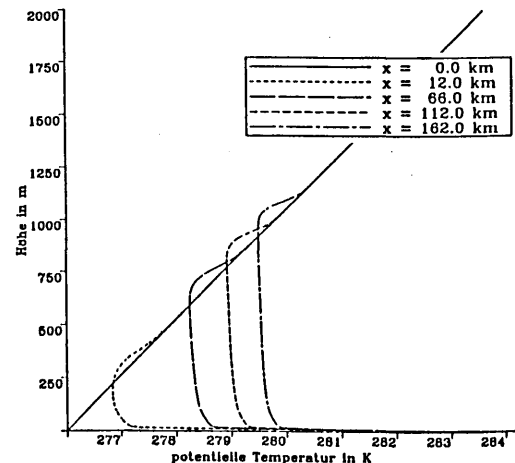


Abb. 3: Entwicklung der Temperaturprofile bei einer Parameterisierung gemäß der Transilienten Turbulenz-Theorie (Abb. nach CHROBOK, 1988).

Grenzschicht ist aber immer noch leicht labil geschichtet. Grund dafür ist der Aufbau der im Verfahren verwendeten Austauschmatrix, der keine anisotropen Diffusionsprozesse zuläßt. Nach STULL (1988, persönliche Mitteilung) führten Experimente mit Large-Eddy Simulationen auf Matrizen mit ausgeprägter Asymmetrie. Eine Parameterisierung dieser Matrizen mit Hilfe der mittleren Feldgrößen steht aber bisher noch aus.

4 Literatur

- Chrobok, G.: Zur numerischen Simulation konvektiver Grenzschichten mit integralen Schließungsansätzen. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover, 1988.
- Raasch, S.: Numerische Simulation zur Entwicklung von Wirbelrollen und konvektiver Grenzschicht bei Kaltluftausbrüchen über dem Meer. Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover, Nr. 32, 1988.
- Stull, R.B. und A.G.M. Driedonks: Applications of the transilient turbulence parameterization to atmospheric boundary-layer simulations. *Boundary-Layer Meteorol.* 43 (1987), S. 209-239.
- Wyngaard, J.C. und R.A. Brost: Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.* 41 (1984), S. 102-112.

Wolfgang Mix

Humboldt-Universität zu Berlin, Sektion Physik, Bereich Meteorologie
und Geophysik, DDR 1162 Berlin

Sensitivitätsuntersuchungen (DAMRATH 1984) mit dem dreidimensionalen instationären Ausbreitungsmodell der DDR ergaben, daß das Vertikalprofil des turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls k die berechneten Felder von Beimischungskonzentrationen i. allg. mit Abstand am stärksten beeinflußt. Eine Bereitstellung des vom Ausbreitungsmodell benötigten meteorologischen Inputs (insbesondere k - und Windprofile) auf meßtechnischem Wege ist bei operativen Modellanwendungen aus verschiedenen Gründen nicht realisierbar (vgl. u. a. die k -Profil-Fehleranalyse bei MIX et al. 1984). Im Falle des vor allem für die Simulation des SO_2 -Mittelstreckentransports verwendeten Ausbreitungsmodells erfolgt die Inputerzeugung mittels der seit 1984 operativ eingesetzten vereinfachten Variante eines eindimensionalen stationären Grenzschichtmodells (MIX 1982). Dieses arbeitet auf der Grundlage der einfachen PRANDTL'schen Schließungsbeziehung $k = l^2 S$ ($S = |\partial \vec{v}_h / \partial z|$, \vec{v}_h : gemittelter horizontaler Windvektor) in Verbindung mit Ansätzen für den Mischungsweg l (WIPPERMANN 1974). Wesentliche Modell-eingangsgrößen sind die als höhenveränderlich betrachtete statische Stabilität und die als höhenkonstant angenommene Baroklinität, für deren operative Bestimmung vertikale Temperaturprofile aus Routineradiosondenaufstiegen an 3 Stationen und numerische Geopotentialprognosen zur Verfügung stehen. Die auf dieser Grundlage berechneten k -Profile müssen als repräsen-

tativ für einen 6stündigen Zeitraum und ein relativ großes Gebiet angesehen werden, was problematisch ist. Eine Verbesserung dieser Situation ist möglich, wenn die als Input benötigten Charakteristika nicht als zeitliche Folge stationärer Grenzschichtzustände, sondern mittels eines komplexeren (d.h. instationären) Grenzschichtmodells (GSM) bestimmt werden. An einem solchen Modell wird mit allgemeinerer Zielsetzung (operative Prognose des Wind-, Temperatur- und Feuchtefeldes sowie der Entstehung von Nebel bzw. tiefer Schichtbewölkung) gearbeitet. Derzeit stehen einfache eindimensionale Grundversionen eines instationären GSM zur Verfügung, die sich durch das verwendete Schließungsverfahren unterscheiden. Dabei werden insbesondere Varianten der k - l - b -Schließung

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -v_z \frac{\partial b}{\partial z} + k \left[S^2 - \alpha_T \frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] - \alpha_{\varepsilon_1} \frac{b^2}{k} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z}$$

$$k = l \sqrt{b}$$

$$l = \frac{\sqrt{b}}{(1 + az)} \left[\frac{az_0}{\sqrt{b(z_0)}} + c \frac{a}{2} \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{b}} \right]$$

sowie die k - b - ε -Schließung

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \dots (\text{s. oben})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -v_z \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + c_{\varepsilon_1} \alpha_{\varepsilon_1} b \left[S^2 - c_{\varepsilon_3} \alpha_T \frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] + \alpha_{\varepsilon_2} \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - c_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{b}$$

$$k = \alpha_{\varepsilon_1} \frac{b^2}{\varepsilon}$$

verwendet (b : turbulente kinetische Energie, ε : Dissipation von Turbulenz-

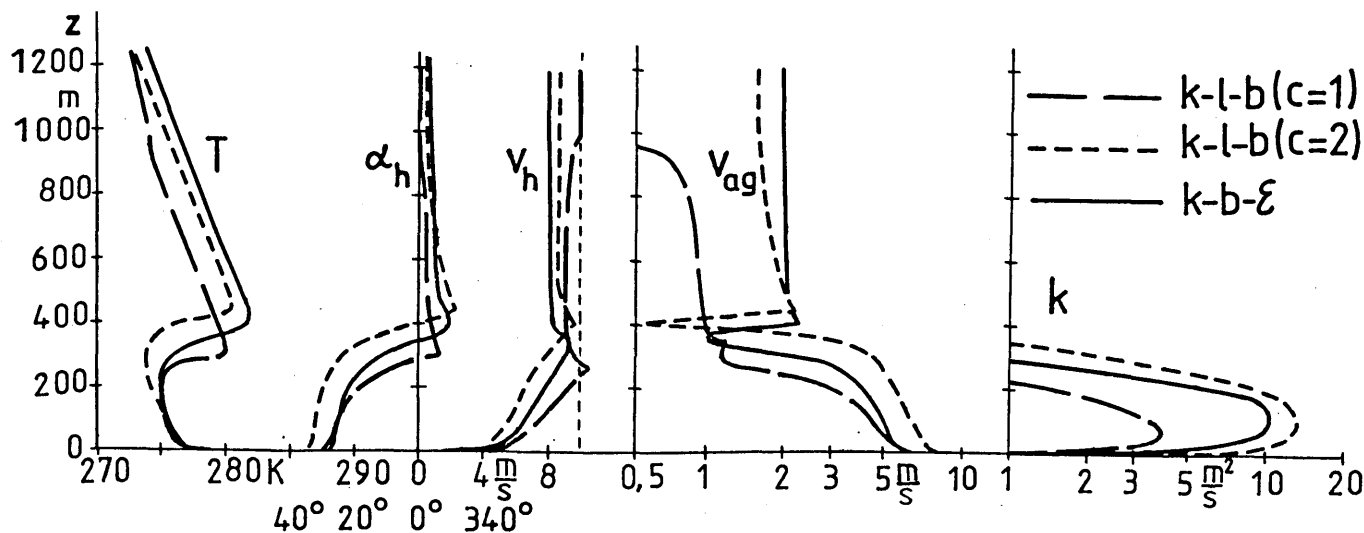


Abb. 1: Vertikalprofile der Temperatur T , des Azimutwinkels α_h und des Betrages v_h des Vektors \vec{v}_h , des Betrages v_{ag} des ageostrophischen Windvektors sowie von k nach verschiedenen Schließungsverfahren zum Zeitpunkt 5 h nach Erreichen des nächtlichen Minimums von $T(z_0)$; der zeitliche $T(z_0)$ -Gang wurde hier als Sinusschwingung mit einer Schwankung von ± 10 K um den mittleren Wert 280 K vorgegeben. Parameter: $z_0 = 1$ cm, $H_{GS} = 2031$ m (Modellobergrenze), $T(H_{GS}) = 267.8$ K, $v_{gx} = v_g = 10$ m/s, $v_z = 0$, $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 0.4$, $\Delta t = 20$ Min.; k-l-b-Schließung: $\alpha_T = 1.0$, $\alpha_b = 0.73$, $\alpha_{\epsilon_1} = 0.046$; k-b- ϵ -Schließung: $\alpha_T = 1.0$, $\alpha_b = 1.0$, $\alpha_{\epsilon_1} = 0.424$, $\alpha_{\epsilon_2} = 0.541$, $c_{\epsilon_1} = 1.60$, $c_{\epsilon_2} = 1.92$, $c_{\epsilon_3} = 1.0$

energie, z_0 : Rauigkeitsparameter). Es sei bemerkt, daß verschiedene qualitative Merkmale der "stationären Vertikalprofile" sich auch mit den instationären Grundversionen ergeben. Das betrifft k -Minima an Inversionsschichten, die man mit den instationären Grundversionen vor allem in der Zeit des Übergangs vom Tag- zum Nachtregime erhält, insbesondere aber die Ausbildung von v_{ag} -Extremwerten an Inversionsgrenzen sowie die Tendenz zu vermindertem Linksdrehen bzw. zu Rechtsdrehen des Vektors der ageostrophischen Windabweichung mit der Höhe im Bereich von (vor allem freien) Inversionsschichten. Mit den instationären Grundversionen resultieren derartige ageostrophische Windeffekte in der Phase des Abbaus der nächtlichen Bodeninversion und des LLJ. Für v_{ag} ist dies in Abb. 1 ersichtlich, wo die

Bodeninversion bereits stark abgehoben, das v_h -Maximum deutlich abgeschwächt und v_h in nahezu allen Höhen subgeostrophisch ist.

LITERATUR

- DAMRATH, U.: Sensitivitätstests zur Advektions-Diffusionsgleichung mittels eines dreidimensionalen, instationären, numerischen Modells. Z. Meteor. 34(1984), S. 301 - 318
- MIX, W.: Über die vertikale Verteilung des horizontalen Windvektors und des Turbulenzkoeffizienten in einer planetarischen Grenzschicht mit eingelagerter Inversionsschicht. Abhandl. Meteor. Dienst DDR Nr. 128(1982), S. 53 - 73
- MIX, W.; DITTRICH, M.; BIELING, U.; RENTSCH, H.: Zur Bestimmung des Turbulenzkoeffizienten aus dem vertikalen Windprofil. Z. Meteor. 34(1984), S. 319 - 338
- WIPPERMANN, F.: Eddy diffusion coefficients in the planetary boundary layer. Adv. Geoph. 18A(1974), S. 407 - 418

UNTERSUCHUNGEN ZUR INTERNEN GRENZSCHICHT

Gabriele C. Wollenweber

5580 Traben-Trarbach, Wildbadstraße 173

1 EINLEITUNG

In den letzten Jahren ist das Interesse an Fragestellungen zur Modifikation der Strömung durch Änderungen der Untergrundeigenschaften, wie sie an der Küste oder am Stadtrand anzutreffen sind, gestiegen. Die Rauigkeits- und Temperaturunterschiede können die mittleren Größen und den Turbulenzzustand der Strömung ändern. Demzufolge können die Emissionen der in diesem Bereich angesiedelten Industrie ganz anders verteilt werden als in horizontal homogenem Gelände.

In den hier untersuchten Fällen wird von der idealisierten Vorstellung einer nur in x-Richtung auftretenden Änderung der Bodenrauigkeit und -temperatur ausgegangen. Es wird angenommen, daß die Strömung für $x < 0$ und oberhalb des als interne Grenzschicht (IGS) bezeichneten Bereiches, von den vor den Inhomogenitäten anzutreffenden unteren Randbedingungen geprägt wird. Innerhalb der IGS bestimmen die neuen Untergrundeigenschaften die Strömung. Im Gegensatz auch zu neueren, die interne Grenzschicht beschreibenden Modellen, umfaßt dieses Modell den Höhenbereich der gesamten Grenzschicht. Die häufig verwendete Annahme einer neutralen Anströmung wird fallengelassen.

2 DAS MODELL

Die Bewegungsgleichungen und der erste Hauptsatz der Thermodynamik stellen die Grundlagen des Modelles dar. Sieht man von dem synoptischen Druckgradienten ab, dann werden horizontale Ableitungen in y-Richtung vernachlässigt. Ebenso wird Stationarität und konstante Dichte vorausgesetzt. Der auf Rauigkeitsänderungen (Rauigkeitsverhältnis < 100) zurückzuführende nichthydrostatische Anteil des Druckes wird vernachlässigt (Fast und Takle, 1988). Die turbulenten Flüsse werden entweder über die Schließungshypothese erster Ordnung oder über die von 1 1/2-facher Ordnung bestimmt.

3 ERGEBNISSE

Im folgenden wird auf die vertikale Erstreckung der IGS eingegangen. Die Dicke dieser Schicht kann als die Höhe festgelegt werden, oberhalb der sich die mittleren Größen um weniger als 5 % von den Werten der ungestörten Strömung unterscheiden. Die so definierte Schichtdicke ist in der Abbildung 1 für eine abrupte und eine lineare Rauigkeitszunahme und für den gleichzeitigen linearen Anstieg sowohl der Rauigkeit als auch der Temperatur dargestellt. Die Ergebnisse gelten für die Rauigkeitslängen $z_{01}=0.001$ m und $z_{02}=0.1$ m. In den ersten beiden Fällen ist die Strömung neutral geschichtet. Im letzten Beispiel nimmt die Temperatur am Modellunterrand um $d\theta = 10$ K zu. Ändern

sich die Untergrundeigenschaften linear, dann findet die gesamte Zunahme entlang einer Strecke von $dx = 1$ Km statt. Bei dem abrupten Anwachsen der Bodenrauhigkeit zeigt sich vor allem in geringem Abstand zum Beginn der Inhomogenität eine gute Übereinstimmung mit dem Ansatz von Karlsson (1986). Größere Unterschiede treten bei der linearen Rauigkeitszunahme auf.

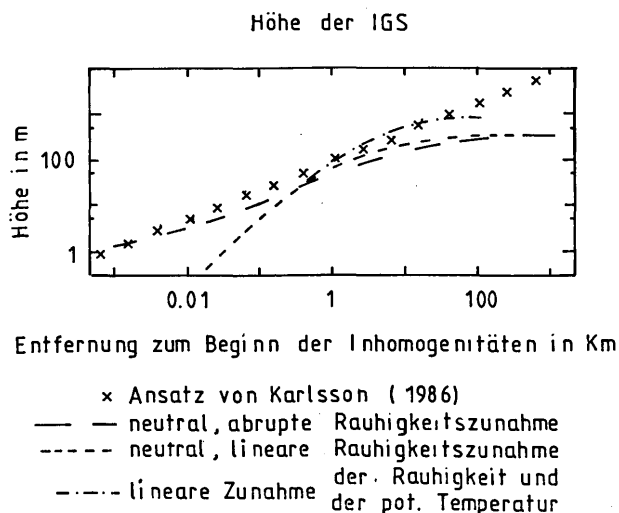


Abb. 1: Die Höhe der IGS als Funktion des Abstandes zum Beginn der Inhomogenitäten.

In der Abbildung 2 ist die horizontal gemittelte Vertikalgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Anströmrichtung dargestellt. Die Untersuchungen gelten für neutrale Schichtung und für eine abrupte und lineare Änderung der bereits genannten Rauigkeitslängen. Die Ergebnisse werden mit einer aus den Widerstandsgesetzen abgeleiteten Abschätzung der Vertikalbewegung (Roth 1981) verglichen. Der Winkel β gibt die Richtung des geostrophischen Windes an. Für $\beta = 0^\circ$ ist der geostrophische Wind parallel zur Inhomogenität gerichtet, mit der größeren Rauigkeit zur Rechten. Bei einem Winkel von $\beta = 90^\circ$

strömt die Luft von glatt nach rau. Es zeigt sich ein maximales Aufsteigen bei $\beta = 40^\circ$ und ein maximales Absinken bei $\beta = 240^\circ$.

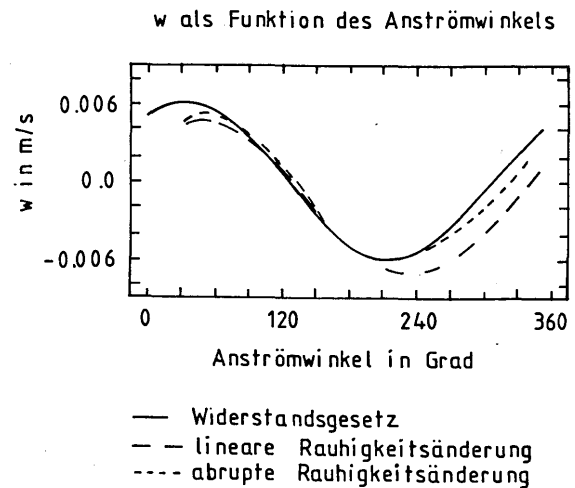


Abb. 2: Mittlere Vertikalgeschwindigkeit als Funktion der Anströmrichtung β

LITERATUR

FAST, J.D., TAKLE, E.S.: Evaluation of an alternative method for numerical modeling nonhydrostatic flows over irregular terrain. Bound. Layer Met., 44, 1988, 181 - 206

KARLSSON, S.: The applicability of wind profile formulae to an urban-rural interface site. Bound. Layer Met., 34, 1986, 333 - 335

ROTH, R.: Der Konvergenzeffekt an Flachküsten. Meteorol. Rdsch, 34, 1981, 24 - 26

DANKSAGUNG

Diese Arbeit wurde am Meteorologischen Institut der Universität Bonn durchgeführt. Herrn Prof. Kraus und den Mitgliedern des Institutes danke ich für die Unterstützung.

Neue Analyse von Queneys linearem Modell zur Beschreibung der Bergüberströmung

Gerhard Adrian
Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Universität Karlsruhe / Kernforschungszentrum Karlsruhe

1 Einleitung

Die Überströmung von Bergen und die damit verbundenen Phänomene bestimmen einen wesentlichen Anteil des vertikalen Impulsflusses in der Troposphäre, so daß diese Flüsse in globalen Zirkulationsmodellen durch einen Wellenwiderstand parametrisiert werden müssen. In mesoskaligen Modellen werden die Prozesse, die diese Flüsse verursachen, aufgelöst. Der Anwender solcher Modelle muß aber die internen Skalen dieser Prozesse vor Beginn der Simulation wissen, da er das Modellgebiet und die räumliche Auflösung diesen Skalen anpassen muß. Bei Nichtbeachtung können die Simulationen völlig unrealistische Ergebnisse liefern. Deshalb ist es hilfreich, einfache Abschätzungen dieser Skalen verfügbar zu haben. Es werden hier dazu Diagramme bereitgestellt, die aus dem einfachen linearen Modell von Queney [7] abgeleitet werden.

Vor ungefähr fünfzig Jahren wurden die ersten mathematischen Modelle zum Problem der Bergüberströmung entwickelt, nachdem schon viele Beobachtungen vorlagen [3]. Die ersten linearen Modelle gehen auf Queney [7] und Lyra [6] zurück, die nur für spezielle Hindernisformen und einschränkenden Annahmen analytisch lösbar sind. Queneys Lösungen enthalten den Coriolis-Effekt und die Boussinesq-Approximation. Das Modell von Long [5] erlaubt nichtlineare analytische Lösungen, die aber die hydrostatische Approximation beinhalten und somit in ihrer Anwendung ebenfalls beschränkt sind. Beispiele von Lösungen der Long'schen Gleichung findet man bei Lilly und Klemp [4].

Es wird gezeigt, daß man numerisch Lösungen von Queneys Modell konstruieren kann, die die gleiche numerische Genauigkeit wie analytische Lösungen besitzen, ohne die erwähnten Einschränkungen annehmen zu müssen. Außerdem können auch andere Hindernisformen verwendet werden. Es wurde Queneys Modell ausgewählt, da es nur zwei Parameter zur Beschreibung der ungestörten Anströmung enthält, die Geschwindigkeit und der vertikale Temperaturgradient. Andere Modelle lassen noch eine mittlere Windscherung zu (Scorer [8]) oder teilen die Atmosphäre in zwei (Zierep [11]) oder mehrere Schichten (Vergeiner [10]) ein.

2 Queneys Modell

Ausgangspunkt für Queneys Modell sind die linearisierten Euler-Gleichungen in einem rotierenden kartesischen Koordinatensystem (Gossard, Hook, Kapitel 3 [2]) mit einem hydrostatischen Grundzustand und konstanter Strömungsgeschwindigkeit u_0 . Der Druck p_0 und die Dichte ρ_0 sind über die hydrostatische Grundgleichung verbunden.

Nach Einführung der Boussinesq-Approximation ($c_s = \infty$) und Anwendung der Fouriertransformation auf das Gleichungssystem erhält man mit (Einzelheiten siehe [1])

$$\left(\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{pmatrix} = \int_0^\infty \begin{pmatrix} \tilde{U} \\ \tilde{V} \\ \tilde{W} \\ \tilde{P} \end{pmatrix} \exp i(kx + n(k)z + \sigma t) dk \quad (1)$$

das homogene Gleichungssystem für die Fouriertransformierten

$$\begin{pmatrix} \rho_s \omega & -if\rho_s & 0 & -k \\ i\rho_s f & \rho_s \omega & 0 & 0 \\ k & 0 & n & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\rho_s}{\omega}(N^2 - \omega^2) & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{U} \\ \tilde{V} \\ \tilde{W} \\ \tilde{P} \end{pmatrix} = 0 \quad (2)$$

N ist die Brunt-Vaisälä Frequenz. Mit $k_N = N/u_0$, $k_f = f/u_0$ und $\omega = u_0 k$ erhält man die Dispersionsrelation

$$\frac{n^2}{k^2} = \frac{C^2 - R_o^2}{R_o^2 - 1} \quad (3)$$

mit den dimensionslosen Parametern $R_o = \frac{u_0 k}{f}$ und $C = \frac{N}{f}$. Diese Rossby-Zahl und der Parameter C bestimmen vollständig die Lösung des Problems.

3 Diskussion der Dispersions-Relation

Für die hier gestellte Fragestellung nach den internen Skalen interessiert die Existenz von wellenartigen Lösungen. Diese sind nur möglich, wenn n^2/k^2 positiv ist. Die Dispersionsbeziehung wechselt ihr Vorzeichen bei $c^2 = R_o^2$ und bei $R_o^2 = 1$. In Abbildung 1

ist n^2/k^2 als Funktion von C und R_o dargestellt. Die Bedingungen des Vorzeichenwechsels sind als dicke Linien gekennzeichnet. Sie trennen die Bereiche A, A', B und B'. Nur in den Bereichen A und A' treten Wellen auf. Da hier der Coriolis - Parameter als konstant angenommen wurde, treten im Bereich B' keine Rossby - Wellen auf. Die Abbildung 1 kann als Grundlage zur Abschätzung der internen Skalen verwendet werden, indem die horizontale Wellenzahl k aus der vorzugebenen Orographie abgeschätzt wird.

4 Lösung des Modells

Aus der Randbedingung (h ist die Orographiefunktion) $w = u_0 \frac{\partial h}{\partial x}$ erhält man die Fouriertransformierten der Lösungen von Queneys Modell aus dem Gleichungssystem (2). Sie lassen sich auch dimensionslos darstellen, wenn \tilde{H} die Fouriertransformierte der Orographie ist.

$$\tilde{U} = -\frac{n}{k} \tilde{W} \quad (4)$$

$$\tilde{V} = i \frac{f}{u_0 k} \frac{n}{k} \tilde{W} \quad (5)$$

$$\tilde{W} = u_0 i k \tilde{H} \quad (6)$$

$$\tilde{P} = -\rho_s \left(\frac{f}{u_0 k} \right)^2 \frac{u_0 k}{n} \left(\frac{N^2}{f^2} - \frac{u_0^2 k^2}{f^2} \right) \tilde{W} \quad (7)$$

Lyra [6] und Queney [7] konnten das Fourierintegral nur für die Stromlinien für spezielle Hindernisformen (Stufe, Glockenberg) auswerten. Nur für Lyras Lösung hat Stümke [9] auch die horizontale Geschwindigkeit berechnen können. Alle genannten Autoren mußten noch zusätzliche Bedingungen zur Vereinfachung der Dispersionsrelation 3 einführen, so daß diese Lösungen nur in Spezialfällen anwendbar sind. Derartige Lösungen gibt es für die Fälle

1. $\frac{n^2}{k^2} = -1$ oder $R_o = \infty$ (keine Wellen)
2. $\frac{n^2}{k^2} = \frac{k_N^2 - k^2}{k^2}$ oder $C > R_o \gg 1$
3. $\frac{n^2}{k^2} = 1$ oder $C \gg R_o > 1$
4. $\frac{n^2}{k^2} = \frac{k_N^2}{k^2 - k_f^2}$ oder $1 > R_o, C > R_o$

Stümke schlug vor, die Integrale auf (mechanischen) Rechnern zu berechnen. Da die Fouriertransformierten Polstellen besitzen, wurden statt der Auswertung der Integrale die äquivalenten Differentialgleichungen mit einem selbststeuernden Runge-Kutta Verfahren gelöst. Dabei kann eine Genauigkeit vorgegeben werden, wie sie auf dem verwendeten Rechner erreichbar ist [1].

Mit Hilfe eines relativ einfachen numerischen Verfahrens kann man sich für unterschiedliche Hindernisse numerisch genaue Lösungen von Queneys Modell konstruieren, ohne die oben genannten Einschränkungen der analytischen Formulierungen hinnehmen zu müssen. Dadurch sind neue Referenzlösungen konstruierbar, um numerische Modelle zu testen.

Literatur

- [1] G. Adrian. A new analysis of Queney's linear model of the flow over mountains. submitted for publication.
- [2] E. E. Gossard and W. H. Hooke. *Waves in the atmosphere, atmospheric infrasound and gravity waves and propagation*. Volume 2 of *Developments in atmospheric science*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, Oxford, New York, 1975.
- [3] J. Küttner. Moazagotl und Foehnwelle. *Phys. freie Atm.*, 25:79-114, 1938.
- [4] D. K. Lilly and J. B. Klemp. The effects of terrain shape on nonlinear hydrostatic mountain waves. *J. Fluid Mech.*, 95:241-261, 1979.
- [5] R. R. Long. Some aspects of the flow of stratified fluids. i. a theoretical investigation. *Tellus*, 5:42-58, 1953.
- [6] G. Lyra. Einfluss der Bodenerhebungen einer stabil geschichteten Atmosphäre. *Phys. freie Atm.*, 26:197-206, 1940.
- [7] P. Queney. The problem of air flow over mountains: a summary of theoretical studies. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 29:16-26, 1948.
- [8] R. S. Scorer. Theory of waves in the lee of mountains. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 75:30-56, 1949.
- [9] H. Stuemke. Bemerkungen ueber die horizontalen Strömungsgeschwindigkeiten der in vorstehender Arbeit behandelten Strömung. *Phys. freie Atm.*, 26:207-210, 1940.
- [10] I. Vergeiner. An operational linear lee wave model for arbitrary basic flow and two dimensional topography. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 97:30-60, 1971.
- [11] J. Zierep. Das Verhalten der Leewellen in der Stratosphäre. *Beitr. Phys. fr. Atmosph.*, 29:10-20, 1956.

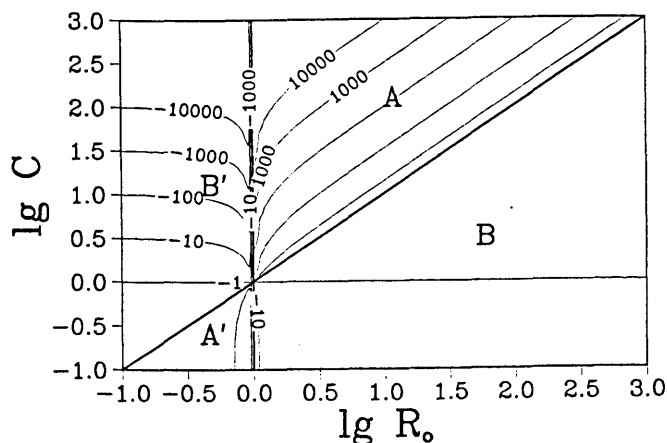


Abbildung 1: Die Dispersionsrelation $(n/k)^2$ als Funktion von $R_o = \frac{u_0}{kf}$ und $C = N/f$

Stefan Emeis und Franz Fiedler

Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Universität Karlsruhe / Kernforschungszentrum Karlsruhe
Kaiserstr. 12, D-7500 Karlsruhe 1

1 Einleitung

Der Druckwiderstand ist neben der Reibung einer der beiden Senken für atmosphärischen Impuls. Der Druckwiderstand an mesoskaligen (halbe Breite $L \sim 10^2$ bis 10^4 m) Hindernissen ist für großskalige numerische Strömungs- und Prognosemodelle ein subgridskaliges Phänomen, das parametrisiert werden muß. Zur Parametrisierung ist die Kenntnis der Abhängigkeit des Widerstands von den die Strömung beeinflussenden äußeren Parametern notwendig. Die zweidimensionale trockene Version des Karlsruher atmosphärischen mesoskaligen (numerischen) Modells (KAMM, Dorwarth, 1986) wird hier benutzt, um die Parameterabhängigkeit zu erkunden. Ein erster Ansatz zur Parametrisierung des Druckwiderstands, die Bildung einer effektiven Rauheitslänge analog zur Parametrisierung der viskosen Reibung, wurde von Fiedler und Panofsky (1972) vorgeschlagen. In Emeis (1987) wurde aus numerischen Modellergebnissen für neutrale Schichtung für einen begrenzten Parameterbereich mit Hilfe der Rossbyzahl-Ähnlichkeitstheorie eine Parametrisierung durch eine effektive Rauheitslänge in Abhängigkeit von der mittleren Neigung (H/L) eines sinusförmigen Grenzschichthindernisses abgeleitet. Diese Studie soll hier auf eine Reihe von weiteren Einflußgrößen (Reynoldszahl, Bodenrossbyzahl, Schichtung) ausgedehnt werden. Ziel ist es, die physikalische Natur der verschiedenen Beiträge zum Druckwiderstand zu klären und die unterschiedliche Bedeutung der einzelnen Beiträge zum Gesamtwiderstand herauszufinden. Hiernach kann eine Erweiterung der Parametrisierungsansätze vorgenommen werden. Als Hindernis wird im folgenden ein symmetrischer sinusförmiger Einzelhügel mit konstanter Neigung H/L betrachtet.

2 Ergebnisse

Der Druckwiderstand wird aus der mit dem Modell simulierten Druckverteilung auf der Hindernisoberfläche bestimmt. Für eine reibungsfreie Strömung über einem sehr flachen Hindernis ($H \ll L$) findet man mit der Theorie der Potentialströmung eine symmetrische Druckverteilung mit einem Minimum über der Hinderniskuppe.

Abb. 1 zeigt der Differenz der Druckverteilung $c_p(x) = p(x) / .5 \rho u_g^2$ zur Potentialströmungslösung für ein nicht mehr flaches Hindernis und viskose neutral geschichtete Strömung. Die Doppelwelle mit Maxima über den Hindernisflanken ist, wie mit einem einfachen analytischen Modell gezeigt werden kann, Folge der Nichtlinearität der Navier-Stokes-Gleichungen und der unteren Randbedingung. Für eine reibungsfreie Strömung wäre sie genau symmetrisch zur Hinder-

nismite und trägt daher auch nicht zum Druckwiderstand bei. Die Schiefe der Druckverteilung resultiert aus der Viskosität der Strömung und ist für den Druckwiderstand verantwortlich.

Der Widerstandsbeiwert C_W für ein symmetrisches Einzelhindernis, normiert mit dem Staudruck in der Höhe $0,3L$ (relevantes Anströmniveau für einen Sinusberg, empirisch gefunden) hängt hauptsächlich von folgenden Parametern ab:

$$\frac{H}{L}, \quad \frac{u_g}{fL}, \quad \frac{NL}{u_g}, \quad \frac{u_g L}{f z_0}, \quad \frac{u_g}{f z_0}$$

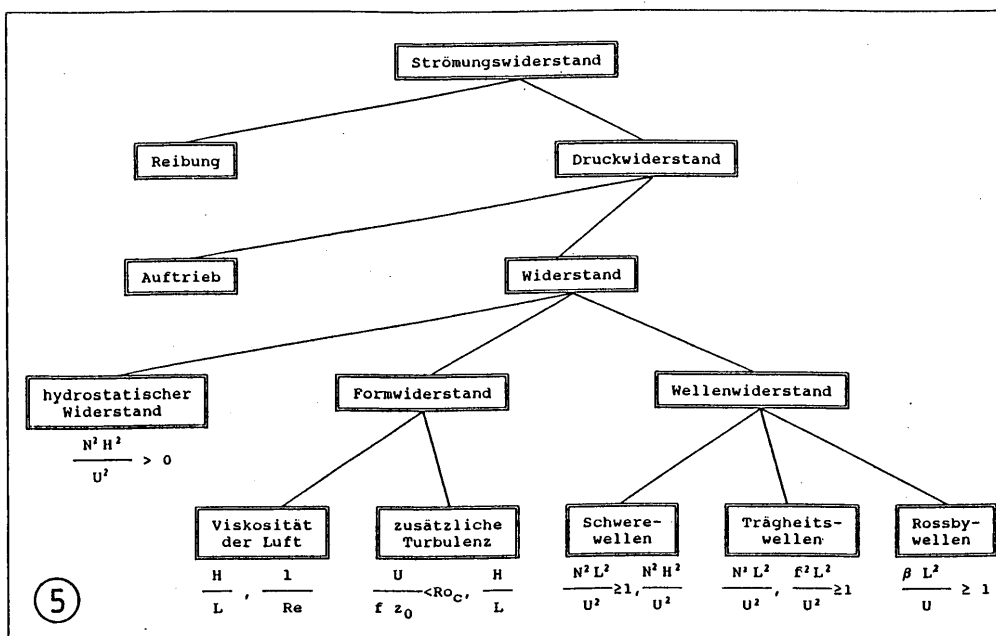
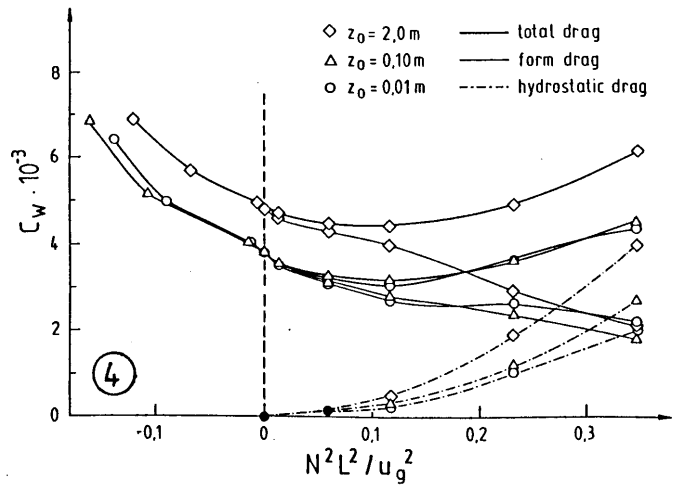
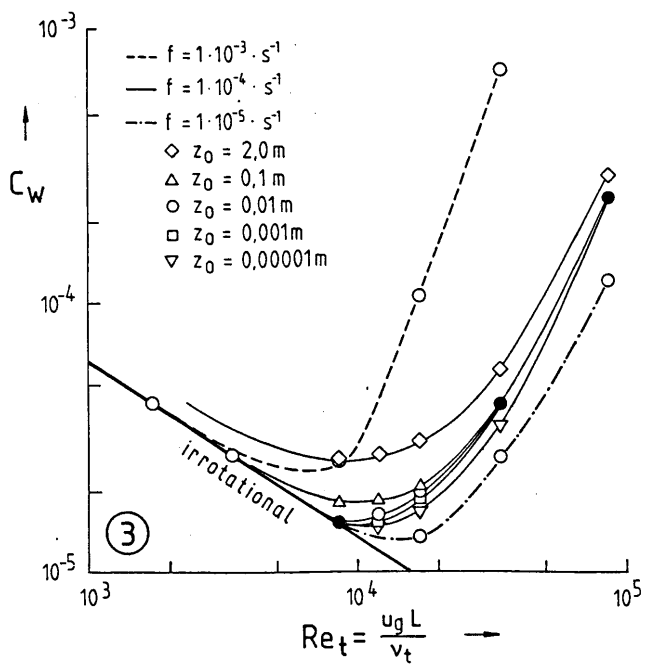
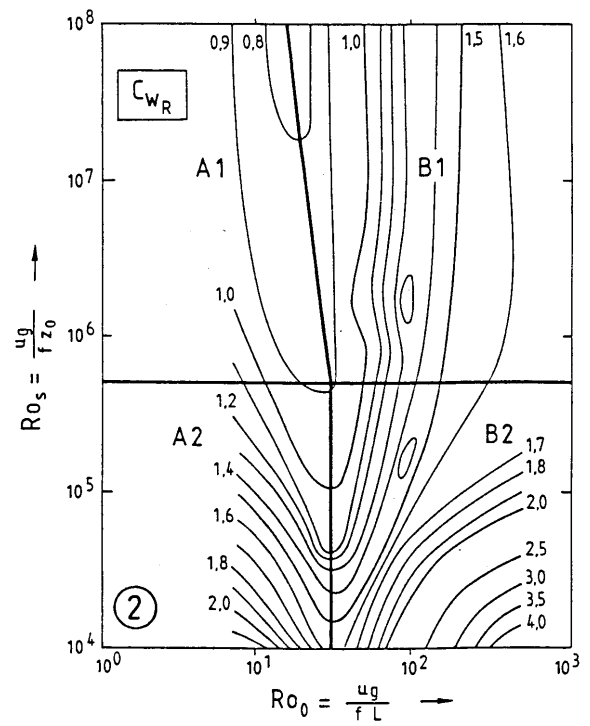
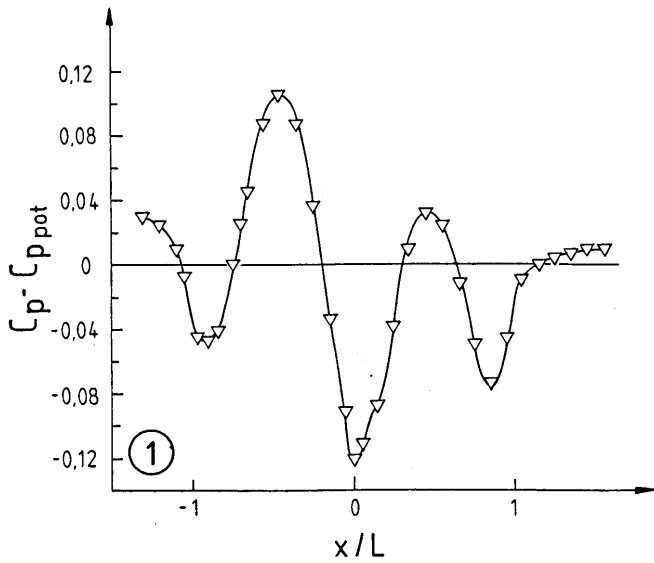
(Neigung, Rossbyzahl Ro_o , Froudezahl, turbulente Reynoldszahl, Bodenrossbyzahl Ro_s). Abb. 2 zeigt für $H/L=0,1$ und $NL/u_g=0$ die Abhängigkeit für C_W von Rossbyzahl und Bodenrossbyzahl (die Werte sind für $Ro_s \approx 10^5$ und $Ro_o \approx 3 \cdot 10^1$ auf 1 normiert). In den Bereichen A1 und A2 ist der Coriolisparameter von Bedeutung, der Widerstand enthält (auch bei neutraler Schichtung!) einen Wellenwiderstand aufgrund von Trägheitswellen. In den Bereichen A1 und B1 ist der Widerstand von Ro_s unabhängig (Rossbyzahl-Ähnlichkeit). Abb. 3 zeigt C_W für $H/L=0,01$, $NL/u_g=0$ und Ro_s als Scharparameter. Wir erkennen, daß in dem nicht von der Rotation beeinflussten Bereich (linke Hälfte) die turbulente Reynoldszahl der entscheidende Parameter ist. Für $z_0 < 0,1$ m ist die Hindernisoberfläche glatt, sonst rau. Abb. 4 zeigt C_W für $H/L=0,1$ und $Ro_o=1,7 \cdot 10^2$ als Funktion von $N^2 L^2 / u_g^2$ mit Ro_s als Scharparameter. Für labile und neutrale Schichtung (links) ist der Gesamtwiderstand gleich dem Formwiderstand, für stabile Schichtung kommt ein hydrostatischer Anteil hinzu. Für noch größere Froudezahlen käme auch noch der Wellenwiderstand aufgrund von Schwerkraftwellen hinzu. Abb. 5 zeigt die sich hieraus ergebende Einteilung des Druckwiderstands.

3 Danksagung

Die Arbeit entsteht im Rahmen des SFB 210 "Strömungsmechanische Bemessungsgrundlagen für Bauwerke", der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert wird.

4 Literatur

- DORWARTH, G., 1986: Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer Geländeformen. Wiss. Ber. Inst. Met. Klimaf. Karlsruhe, Nr. 6, 152+XII S.
- EMEIS, S., 1987: Pressure Drag and Effective Roughness Length with Neutral Stratification. Bound.-Lay. Meteorol., 39, 379-401.
- FIEDLER, F. und H. A. PANOFKY, 1972: The Geostrophic Drag Coefficient and the 'Effective Roughness Length'. Quart. J. Roy. Met. Soc., 98, 213-220.



Modellierung von Wind- und Temperaturfeldern über inhomogenem Gelände'

H.-T. Mengelkamp, N. Werrmann
Forschungszentrum Geesthacht, D-2054 Geesthacht

1. Einleitung

Die atmosphärische Grenzschicht über einer homogenen Oberfläche wird mit Mesoskala-Modellen erfolgreich simuliert. Dabei werden die turbulenten Flüsse von Impuls, sensibler Wärme und Feuchte mit einem einfachen Gradientansatz bestimmt (Schließung 1. Ordnung). Der Austauschkoefizient wird als Produkt einer Mischungslänge und -geschwindigkeit beschrieben. Die Mischungslänge wird meistens als Funktion der Höhe vorgegeben, während die Mischungsgeschwindigkeit aus dem lokalen Geschwindigkeitsfeld abgeleitet wird.

Dieses Vorgehen erscheint bei einer inhomogenen Oberfläche nicht mehr geeignet. Es ist nicht offensichtlich, wie eine Mischungslänge für unterschiedliche Oberflächen oder gebirgiges Gelände einheitlich vorgeschrieben werden kann. Die Mischungsgeschwindigkeit wird nicht mehr nur durch lokale Größen beeinflusst, sondern vom umgebenden Strömungsfeld bestimmt. Dieses findet Berücksichtigung bei der Schließung 2. Ordnung dadurch, daß für die turbulenten Flüsse jeweils eine prognostische Gleichung gelöst wird. Das bedeutet bei 3-dimensionalen Modellen jedoch einen enormen zusätzlichen Rechenaufwand, der bei eher auf eine praktische Anwendung ausgerichteten Simulationen heute noch nicht gerechtfertigt erscheint.

In den letzten Jahren wurde versucht, eine Turbulenzschließung auf die atmosphärische Grenzschicht anzuwenden (Detering u. Etling 1985, Duynkerke 1987, Caneill u.a. 1988), die für industrielle Strömungen erfolgreich verwendet wurde (Rodi 1980). Bei dieser sogenannten E - ϵ Schließung wird ein einfacher Gradientansatz zur Beschreibung der turbulenten Flüsse verwendet. Allerdings werden nun zwei prognostische Gleichungen gelöst, um die Mischungsgeschwindigkeit und die Mischungslänge zu bestimmen.

Für eine neutrale, horizontal homogene Strömung werden verschiedene Ansätze zur Berechnung des turbulenten Austauschkoefizienten verglichen. Unterschiedliche Schließungsmethoden werden in einem 3-dimensionalen, nicht-hydrostatischen Modell verwendet werden, um Strömungen über nicht-homogenem Gelände zu simulieren.

2. Turbulenzparameterisierung

Für den Gradientansatz zur Beschreibung der turbulenten Impulsflüsse (die Ableitung für die Wärme- und Feuchteflüsse ist analog) wird angenommen, daß die Impulsflüsse proportional der mittleren Windscherung sind.

$$-\overline{u'_i u'_j} = K_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (1)$$

Der turbulente Austauschkoefizient wird beschrieben als Produkt einer turbulenten Mischungsgeschwindigkeit u_m und einer turbulenten Mischungslänge l_m .

$$K_{ij} = u_m l_m \quad (2)$$

a) Einfacher Mischungswegansatz

Die Mischungsweglänge wird nach Blackadar (1962) vorgeschrieben, und die Mischungsgeschwindigkeit wird dem vertikalen Geschwindigkeitsgradienten proportional gesetzt.

$$K_{i3} = l_m^2 \frac{\partial u_i}{\partial x_3} \quad (3)$$

mit

$$l_m(z) = \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{\lambda}} \quad (4)$$

und $\lambda = 0.0063 u_* / f$. u_* ist die Schubspannungsgeschwindigkeit und f der Coriolisparameter.

b) TKE - Ansatz

Die Mischungslänge wird nach Glchg. 4 vorgeschrieben, die Mischungsgeschwindigkeit wird proportional der turbulenten kinetischen Energie gesetzt.

$$K_{ij} = c_0 l_m \sqrt{E} \quad (5)$$

Die Gleichung für E in der Grenzschichtapproximation ist

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + u_j \frac{\partial E}{\partial x_j} = & [\tau_{13} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \tau_{23} \frac{\partial u_2}{\partial x_3}] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\alpha_E K_{13} \frac{\partial E}{\partial x_3} \right) - \epsilon \end{aligned} \quad (6)$$

wobei ε aus der Kolmogorov Relation

$$l_m = c_\varepsilon \frac{E^{3/2}}{\varepsilon} \quad (7)$$

bestimmt wird.

c) E - ε Schließung

Aus (7) und (5) folgt

$$K_{ij} = c_k \frac{E^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

mit $c_k = c_o c_\varepsilon$. Die turbulente kinetische Energie wird aus Glchg. (6) berechnet. Für die Dissipation kann eine ähnliche Gleichung in der Grenzschichtnäherung abgeleitet werden (Hanjalic u. Laund-der 1972).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = & c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{E} \left[\tau_{13} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \tau_{23} \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\alpha_\varepsilon K_{13} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_3} \right) - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{E} \end{aligned} \quad (9)$$

Die Konstanten $c_k, c_{\varepsilon 1}, c_{\varepsilon 2}, \alpha_\varepsilon$ und α_ε sind zu bestimmen. Für Probleme in der Hydraulik gibt Rodi (1980) die Werte (0.09, 1.44, 1.92, 1.00, 0.77) an. Diese Konstanten führen bei der Simulation atmosphärischer Strömungen zu unrealistisch großen Austauschkoefizienten und Mischungslängen. Aus einem Vergleich mit dem 'Leipziger Windprofil' schlagen Detering u. Etling (1985) eine Korrektur von $c_{\varepsilon 1}$ vor:

$$c'_{\varepsilon 1} = c_{\varepsilon 1} c_\varepsilon \frac{E^{3/2} f}{c_h \varepsilon u_*} \quad (10)$$

mit $c_{\varepsilon 1} = 1.13$ und $c_\varepsilon = 0.064$. f ist der Coriolisparameter und u_* die Schubspannungsgeschwindigkeit. c_h wird so bestimmt, daß die Windprofile den 'Leipziger Profilen' entsprechen.

Duynkerke (1987) modifiziert die Konstanten ($c_{\varepsilon 1} = 1.46, c_{\varepsilon 2} = 1.83, c_k = 0.033, \alpha_\varepsilon = 0.42$) und führt den Transport-Term der turbulenten kinetischen Energie als zusätzlichen Produktionsterm in die Gleichung für ε ein.

Wir setzen voraus, daß bei neutraler Schichtung und horizontal homogenen Verhältnissen die $l\sqrt{E}$ -Schließung realistische Profile für den Austauschkoefizienten und die Windprofile liefert. Die Konstanten werden mit einem 1-dimensionalen Modell so bestimmt, daß die mit der $l\sqrt{E}$ und der E - ε -Schließung berechneten Profile übereinstimmen.

3. Ergebnisse

Die 1-dimensionale Version des Modells wird mit den Parametern für das Leipziger Windprofil initialisiert ($u_g = 17.5 \text{ m/s}$, $v_g = 0 \text{ m/s}$, $z_0 = 0.3 \text{ m}$). Die Abb. 1 und 2 zeigen die Komponenten der Windgeschwindigkeit (Bedeutungen s. Bildunterschrift). Die Glchn. 3 und 6 -berechnet mit den Konstanten nach - geben die Winddrehung nur unvollständig wieder. Mit der Korrektur Glchg. 10 mit $c_h = 0.0015$ liegt das übergeostrophische Maximum der u-Komponente etwa 300 m niedriger als bei dem $l\sqrt{E}$ -Ansatz. Für $c_h = 0.0026$ fallen die Kurven zusammen.

Der Autauschkoefizient nimmt wie erwartet bei der E - ε -Schließung mit den Konstanten von Rodi zu große Werte an. Berechnet mit Glchg. 10 und $c_h = 0.0015$ sind die Werte kleiner als bei der $l\sqrt{E}$ Schließung. Mit $c_h = 0.0026$ stimmen die Kurven überein.

Für den turbulenten Fluß $-\overline{u'_1 u'_3}$ (Abb. 4) liefert die E - ε -Schließung mit den Konstanten nach Rodi unrealistische Beträge. Der Ansatz $l^2 \frac{\partial u}{\partial x_3}$ führt für $-\overline{u'_1 u'_3}$ nicht zu einem mit den anderen Ansätzen berechneten negativen Fluß. Mit Glchg. 10 und $c_h = 0.0026$ sind die Ergebnisse dem $l\sqrt{E}$ -Ansatz vergleichbar. Diese Schließung wird zur Simulation von Strömungen über inhomogenem Gelände verwendet werden.

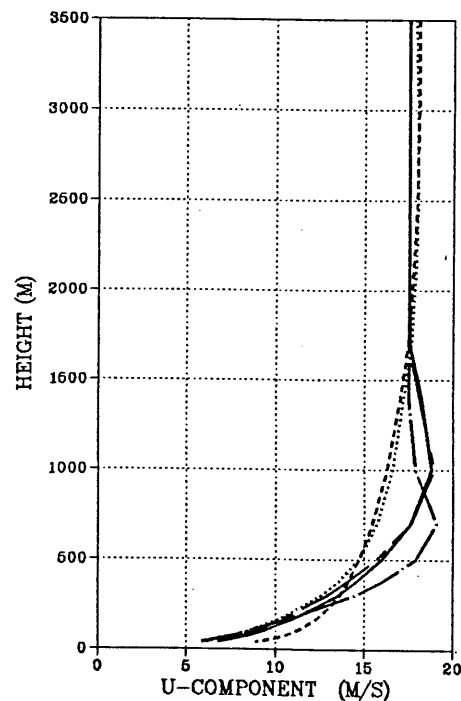


Abb. 1 : u - Komponente, berechnet mit unterschiedlichen Austauschkoefizienten.
durchgezogene Linie : $l\sqrt{E}$,
gestrichelt : E - ε mit Konstanten nach Rodi,
gepunktet : $l^2 \frac{\partial u}{\partial x_3}$,
strichpunktirt : Glchg. 10 und $c_h = 0.0015$,
strichliniert : Glchg. 10 und $c_h = 0.0026$.

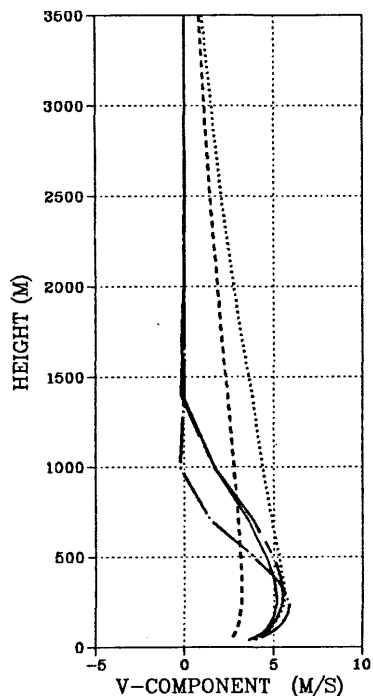


Abb. 2 : wie Abb. 1, jedoch die v - Komponente

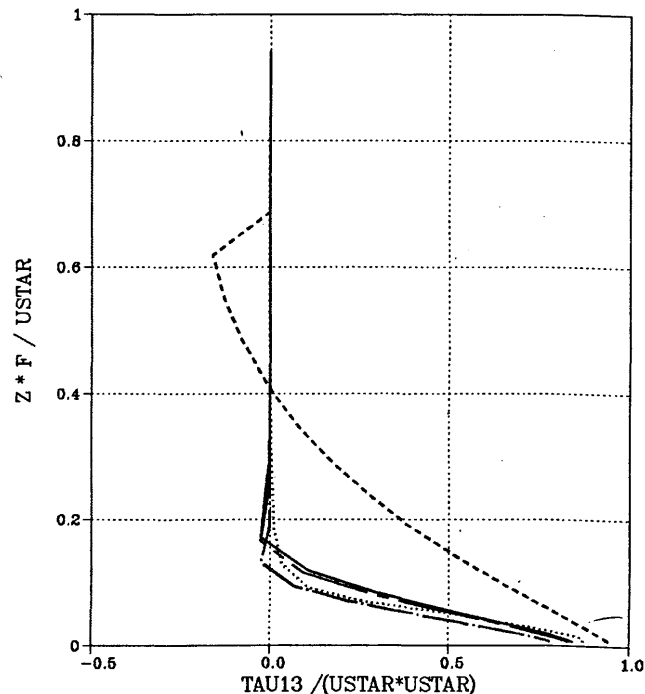


Abb. 4 : Der skalierte, turbulente Impulsfluß $-\overline{u'_1 u'_3}$ gegen die skalierte Höhe zf/u_* (s. Abb. 1)

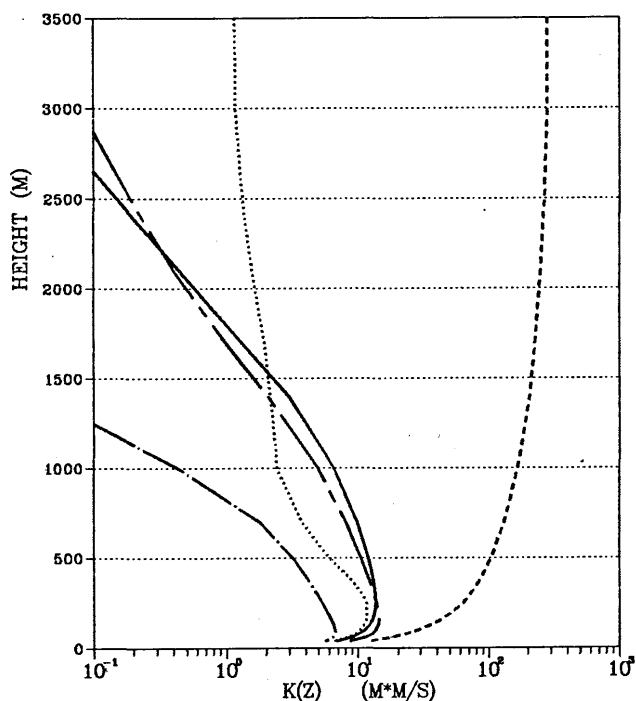


Abb. 3 : Austauschkoeffizient K_{13} , berechnet mit verschiedenen Ansätzen (s. Abb. 1)

4. Literatur

1. Blackadar A.K. 1962: *The Vertical Distribution of Wind and Turbulence Exchange in a neutral Atmosphere*, J. Geophys. Res., **67**, 3095 - 3102
2. Caneill, J.Y., D. Buty, Ph. Geai 1988: *Numerical Simulation of the Planetary Boundary Layer over Complex Topography*, 8th Symposium on Turbulence and Diffusion, San Diego
3. Detering H.W., D. Etling 1985: *Application of the E - ϵ Turbulence Model to the Atmospheric Boundary Layer*, Bound. Lay. Met., **33**, 113 - 133
4. Duynkerke P.G. 1987: *An Application of the E - ϵ Turbulence Closure Model to the Neutral and Stable Atmospheric Boundary Layer*, submitted to J. of Atmospheric Sciences
5. Hanjalic, K., B. Launder 1972: *A Reynolds Stress Model of Turbulence and its Application to Thin Shear Flows*, J. Fluid Mech., **52**, 609 - 638
6. Rodi W. 1980: *Turbulence Models and their Application in Hydraulics - a State of the Art Review*, IAAR, Delft, The Netherlands

MESOSKALIGE SEKUNDÄRSTRÖMUNGEN AM ARKTISCHEN MEEREISRAND WÄHREND ARKTIS 1988

Lutz Rose

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung,
Bremerhaven

1 EINLEITUNG

Das Messprogramm ARKTIS 1988 fand vom 5.-26.5.'88 im Gebiet des Meereisrandes der Grönlandsee, nordwestlich von Spitzbergen, statt. Abb. 1 zeigt das Messgebiet und die Position der beiden Schiffe "Polarstern" und "Valdivia", die am Messprogramm beteiligt waren. Ein Teilprojekt war die Messung mesoskaliger Sekundärströmungen mit dem Forschungsflugzeug POLAR 2 des Alfred-Wegener-Instituts für Polar- und Meeresforschung (Rose und Hennings 1989). Als Flugmuster wurde ein Doppelrechteck oder ein "Doppel-X" mit einer horizontalen Erstreckung von 90x45 km gewählt. Die Flughöhe betrug 100 m. Als Beispiel ist das Flugmuster vom 15.5 (Flug Nr.6) in Abb. 1 eingezeichnet.

2 MESSUNGEN

POLAR 2 flog mit einer meteorologischen Grundausrüstung (Rose et al. 1989), mit der der Horizontalwind, die Lufttemperatur, die Luftfeuchte, der Flüssigwassergehalt und die Strahlung gemessen werden. Eines

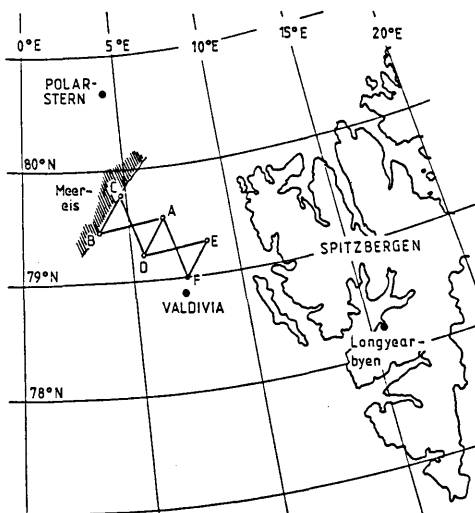


Abbildung 1.

der Messziele war die Überprüfung der Güte der Windmessung. In Abb. 2 sind gemessene Werte der Mittel der Windkomponenten u und v von Flug Nr.6 dargestellt. Der Vergleich der beiden jeweiligen Werte desselben "X" ergibt eine mittlere Differenz der Windkomponenten von 1.5 m/s. Abb. 2 zeigt auch, dass die beobachteten Windgeschwindigkeitsgradienten deutlich über der Messunsicherheit des Windmesssystems liegen. Es ist deshalb zulässig, u.a. die Vorticity und die Strömungsdivergenz zu berechnen.

3 ERGEBNISSE

Die Sekundärströmungen, die während der Flüge Nr. 2 (7.5.), Nr. 5 (14.5.) und Nr. 6 (15.5) vorgefunden wurden, sind in Abb. 3 dargestellt. Die Windpfeile der drei Einzeldarstellungen geben die Differenz zwischen dem mittleren Horizontalwind des gesamt-

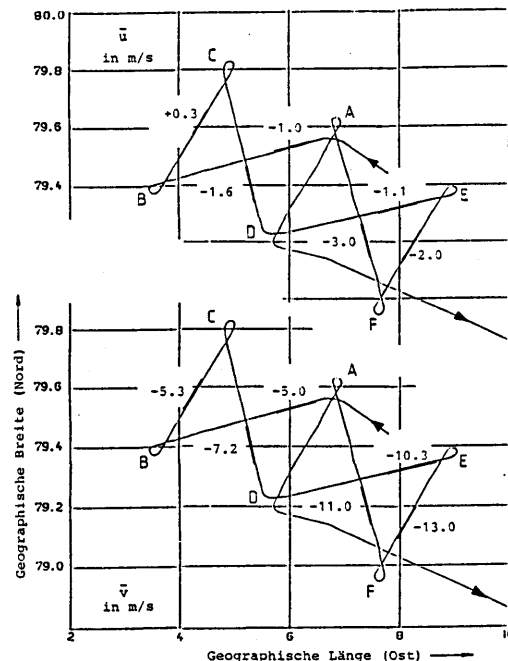


Abbildung 2.

ten Flugmusters und dem jeweiligen Streckenmittel an. Während des Fluges Nr. 2 lag ein aufeisiger Wind mit 12.4 m/s vor, während des Fluges Nr. 5 wurde eine abeisige Strömung mit 7.9 m/s und während des Fluges Nr. 6 eine nahezu eisrandparallele Strömung mit 8.7 m/s angetroffen (Darstellung in der Mitte von Abb. 3).

Strömungsdivergenz und Vorticity sind in Abhängigkeit von der Entfernung vom Eisrand in Abb. 4 dargestellt. In allen Fällen ist die Vorticity antizyklonal. Bei der fast eisrandparallelen Strömung nimmt die antizyklonale Vorticity mit der Entfernung vom Eisrand zu. Die abeisige Strömung vergrößert die Divergenz mit zunehmendem Abstand vom Eisrand. Die aufeisige Strömung (Flug Nr. 2) ist über See konvergent, am Eisrand divergent.

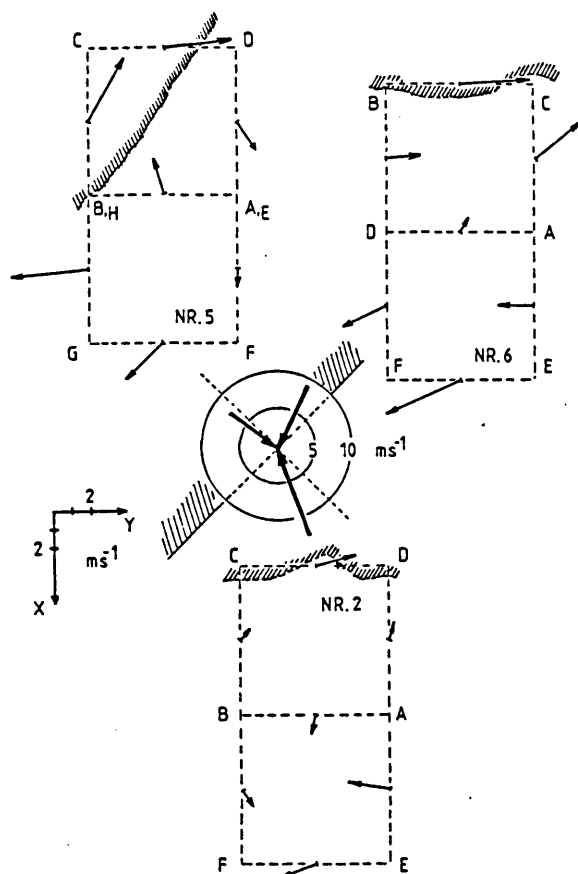


Abbildung 3.

4 SCHLUSS

Aufgrund der horizontalen Temperaturgradienten zwischen 0.6 und 2.9 K pro 100 km sind barokline Einflüsse auf die Strömung relativ zur horizontalen Impulsadvektion gering. Als Ursache der Sekundärströmungen kommt die unterschiedliche Rauigkeit von Meereis und offener See in Frage.

5 LITERATUR

ROSE, L. und D. HENNINGS: The Do-228 "POLAR 2". In: ARKTIS 1988 Field Phase Report (ed.: B. Brümmer), Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe B, erscheint März 1989.

ROSE, L., U. CORSMEIER und P. WACHS: Die Polarflugzeuge des AWI, ihre meteorologische Grundausrüstung und die Turbulenzmessanlage METEOPOD - mit Messbeispielen. Erscheint in diesen Annalen der Meteorologie.

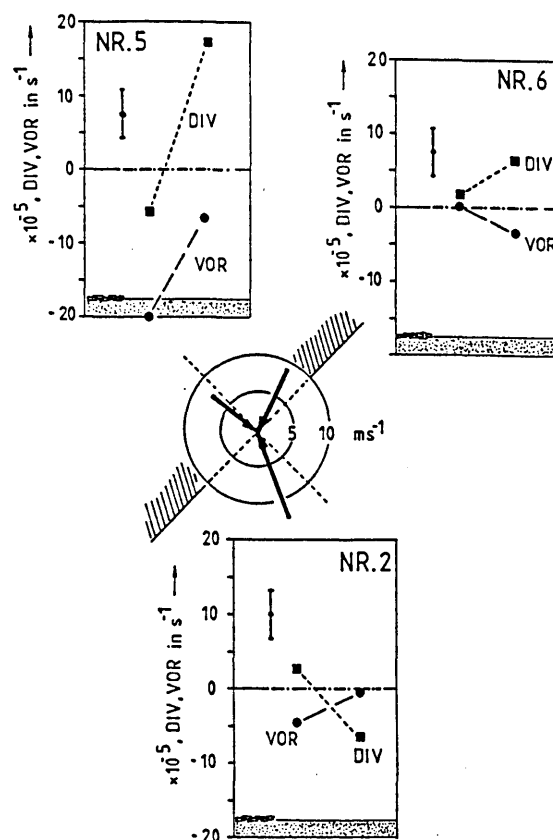


Abbildung 4.

DIE INLANDVERLAGERUNG EINER SEEWINDFRONT AN EINEM TIDEBEEINFLUßTEN KÜSTENSTREIFEN

Heinke Schlünzen

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg,
Bundesstraße 55, 2000 Hamburg 13

1 EINLEITUNG

Die unterschiedlichen Oberflächeneigenschaften von Land und Wasser rufen in Küstennähe lokale Windsysteme hervor, deren bekanntestes die Land-Seewind Zirkulation ist. Tagsüber entsteht durch die Temperaturgegensätze von Wasser und Land der Seewind, in der Nacht ein Wind vom Land zum Meer. Diese mesoskaligen Phänomene werden bereits seit gut einem Jahrhundert beobachtet. Erst in den letzten Jahren ist aber deutlich geworden, daß mit der Land-Seewind Zirkulation nicht immer eine erfrischende Brise verbunden sein muß. Auch Schadstofftransporte können wesentlich beeinflußt werden. Für diese sind die Position der Seewindfront und die hierin auftretenden Vertikalgeschwindigkeiten von großer Bedeutung. Die Front entsteht bei schwachen, ablandigen Winden, weist Vertikalgeschwindigkeiten von 1-2 m/s auf und wandert landeinwärts (ATKINSON, 1981). Ihre Position hängt von den horizontalen Temperaturgegensätzen ab, die aufgrund unterschiedlicher Bodeneigenschaften entstehen. An einer Küste mit vorgelegtem Wattenmeer wird damit auch die tidebeeinflusste Breite des Wattstreifens bedeutsam.

2 DAS MODELL

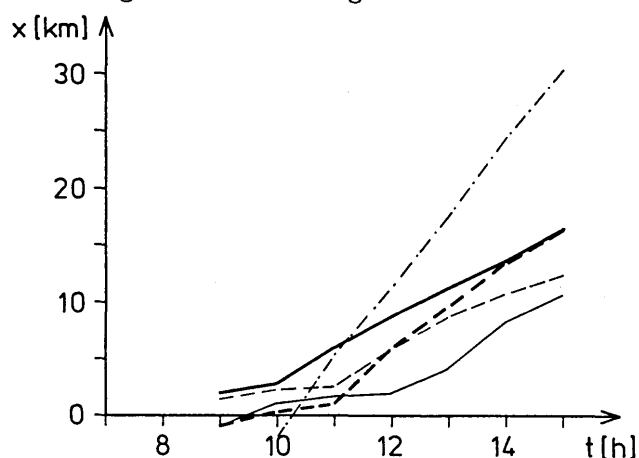
Für die vorliegenden Simulationen wird das nichthydrostatische mesoskalige Transport- und Strömungsmodell METRAS verwendet (SCHLÜNZEN 1988). Dieses beruht auf den vollständigen, dreidimensiona-

len prognostischen Bewegungsgleichungen, wobei die Impulsstromform der Gleichungen benutzt wird. Die anelastische Näherung der Kontinuitätsgleichung wird verwendet und der nullte und erste Hauptsatz der Thermodynamik sowie Bilanzgleichungen für einen als inert betrachteten Schadstoff werden berücksichtigt. Die subskaligen Flüsse werden mit einer Schließung 1. Ordnung parameterisiert und makroskalige Werte vorgegeben. Über eine Energiebilanz am Boden können horizontale Temperaturunterschiede simuliert werden, die durch verschiedene Bodenarten hervorgerufen werden. Die Gleichungen werden in einem bodenfolgenden, nichtäquidistanten Koordinatensystem gelöst. Die gewählten numerischen Verfahren beinhalten nur geringe numerische Diffusion.

3 SIMULATIONSERGEBNISSE

Die Inlandverlagerung der Seewindfront wird im Bereich der Schleswig-Holsteinischen Nordseeküste in 54° nördlicher Breite untersucht. Senkrecht zur Küstenlinie wird ein West-Ost-Schnitt gelegt, wobei die Vertikalgitterweite zwischen 20 m in Bodennähe und 500 m am Modelloberrand liegt. Horizontal werden das bis zu 20 km breite Wattengebiet und die küsten- und wattnahen Bereiche mit einem äquidistanten Gitter von 1 km Gitterweite überdeckt. Zu den Rändern hin nimmt die Gitterweite bis auf 6 km zu. Die tatsächliche Breite des trockenen Wattstreifens richtet sich nach der Tide. Den Gitterpunkten werden je nach Wasserstand die charakteristischen Eigenschaften von Wasser bzw. Watt zugewiesen. Die Simula-

tionen werden für einen wolkenlosen Tag Mitte Juni bei einem östlichen geostrophischen Wind von 3 m/s durchgeführt und ermöglichen eine Abschätzung der Extremeinflüsse des Wattgebietes auf die Inlandverlagerung der Seewindfront für dieses Szenario. Die Abbildung faßt die Modellergebnisse zusammen:



Abstand $x[km]$ der Seewindfront von der Küste als Funktion der Zeit $t[h]$ (Erläuterungen siehe Text)

Bei ganztags überflutetem Wattgebiet (durchgezogene dicke Linie) verlagert sich die Seewindfront aufgrund der großen horizontalen Temperaturunterschiede weit landeinwärts. Bei trockenengefallenem Watt (durchgezogene dünne Linie), also einem zusätzlichen feuchten Schlickstreifen vor der Küste, bildet sich an der Grenze Wasser/Watt eine zweite, schwächere Watt-Seewind Zirkulation aus (hier nicht dargestellt). Das erwärmte Wattgebiet vermindert die horizontalen Temperaturgegensätze an der Küste und läßt die Front kaum landeinwärts vordringen. Zwischen diesen Positionen liegt die Seewindfront, wenn neben dem Einfluß des Wattstreifens auch der der Gezeiten berücksichtigt wird. Bei auflaufendem Wasser im Verlaufe des Vormittags (gestrichelte dicke Linie) erhöhen sich die horizontalen Temperaturunterschiede. Damit nimmt die Verlagerungsgeschwindigkeit der Seewindfront gegenüber derjenigen bei ganztags trockenengefallenem Wattgebiet zu. Ebbs es im Laufe des Vormittages, so vermindern sich aufgrund der Erwärmung

des Wattstreifens die horizontalen Temperaturunterschiede. Die Front verlagert sich morgens ebenso schnell landeinwärts wie ohne Gezeiten, verbleibt aber im Laufe des Tages küstennäher (gestrichelte dünne Linie).

Ein Vergleich der Modellergebnisse mit Messungen (strichpunktierte Linie), die von SIMPSON et al. (1977) in Südengland gewonnen wurden, zeigt deutliche Unterschiede. Insgesamt liegt die modellierte Seewindfront zu küstennah. Dieses wird durch die unterschiedlichen orographischen und meteorologischen Bedingungen sowie die Vernachlässigung der freiwerdenden Wärme aufgrund von Kondensationsprozessen im Bereich der Seewindfront verursacht: landeinwärts von der Front bilden sich Wolken, die sich seewärts auflösen. Dieses führt zu einer Erhöhung der horizontalen Temperaturunterschiede und damit einer größeren Inlandverlagerung der Seewindfront.

Für eine abschließende Beurteilung des Einflusses von Wattstreifen und Gezeiten auf die Ausbildung der Seewind Zirkulation und die Position einer Seewindfront müssen weitere Untersuchungen durchgeführt werden. Dabei sollten unterschiedliche Anströmrichtungen ebenso berücksichtigt werden wie wolkenphysikalische Prozesse.

4 LITERATUR

- ATKINSON, B.W. (1981): Meso-scale atmospheric circulations. Academic Press, London
- SCHLÜNZEN, H. (1988): Das mesoskalige Transport- und Strömungsmodell 'METRAS' - Grundlagen, Validierung, Anwendung -. Hamb. Geophys. Einzelschriften, Reihe A, Heft 88
- SIMPSON, J.E.; MANSFIELD, D.A.; MILFORD, J.R. (1977): Inland penetration of sea-breeze fronts. Quart. J.Roy. Met. Soc., 103, 47-76

ZU EINIGEN ERGEBNISSEN METEOROLOGISCH-OZEANOGRAPHISCHER EXPERIMENTE IN UNMITTELBARER KÜSTENNÄHE

Peter Hupfer

Humboldt-Universität zu Berlin

Sektion Physik, Bereich Meteorologie und Geophysik

DDR 1162 Berlin

Seit den 70er Jahren führen Wissenschaftler aus Bulgarien, der DDR, Polen und der UdSSR im Rahmen des Meeresforschungsprogrammes des Rates für gegenseitige Wirtschaftshilfe komplexe Küstenexperimente im ufernahen Bereich der Ostsee und des Schwarzen Meeres durch, die auch meteorologisch relevante Ergebnisse im Mesos/Mikro-Scale erbrachten.

Infolge der sich an der Uferlinie sprunghaft ändernden Wärmehaushalts- und Rauigkeitsbedingungen der Unterlage erfolgt die Transformation der meteorologischen Felder in Zusammenhang mit der Ausbildung interner Grenzschichten in mannigfaltigen Formen. Zusammenfassende Darstellungen legten HUPFER (1984) und RAABE (1984) vor.

Das ufernahe Wassertemperaturfeld weist vor allem im Sommer starke

ufernormale Strukturbildungen auf, die von den lokalen Wärmehaushaltsbedingungen, den Windverhältnissen und der Wassermassenadvektion abhängen und somit eine hohe Variabilität aufweisen. Abb. 1 zeigt mittlere sommerliche Tagesgänge der Wassertemperatur T_w in verschiedenen Uferentfernungen und der am Ufer gemessenen Lufttemperatur T_a bei auflandigem (a) und ablandigem Wind (b) an Strahlungstagen in Zingst/Ostsee. Wichtige Eigenschaften des Tagesganges sind für T_w und T_a gerade entgegengesetzt.

Die bewegte Luft gleicht sich nach Übertritt über die Uferlinie allmählich an die neuen Bedingungen an, wobei die Höhe der internen Wind- und Temperaturgrenzschicht nach der Theorie der Wurzel des Uferabstandes proportional ist, was Messungen bestätigen (KUCNECOV und RAABE 1985).

Alle Parameter, die das ufernahe Windfeld bestimmen, variieren in charakteristischer Weise. Bei ablandigem Wind muß sich die bewegte Luft selbst an eine bewegliche Unterlage angleichen. Daher ändert sich auch der Reibungskoeffizient C_{10} mit der Uferentfernung (Abb. 2). Der charakteristische Wert für das offene Meer wird erst nach einigen 100 m Abstand erreicht (RAABE 1983, RAABE et al. 1987).

Gut untersucht wurden auch die mannigfaltigen Strukturen der Land-Seewindzirkulation in der Bodenschicht bei Zingst (HUPFER et al. voraus. 1990).

Abb. 3 zeigt, wie die zum Seewind füh-

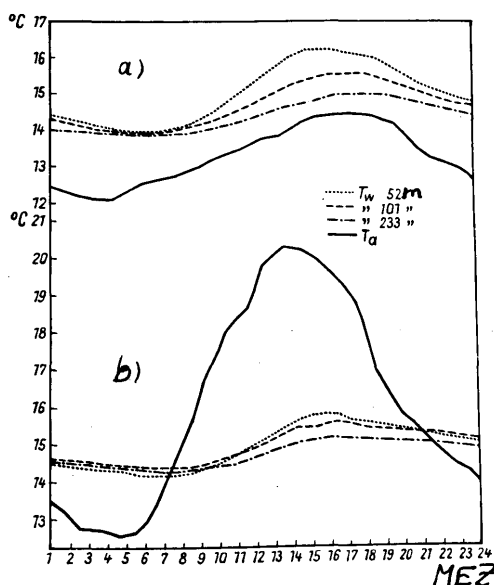
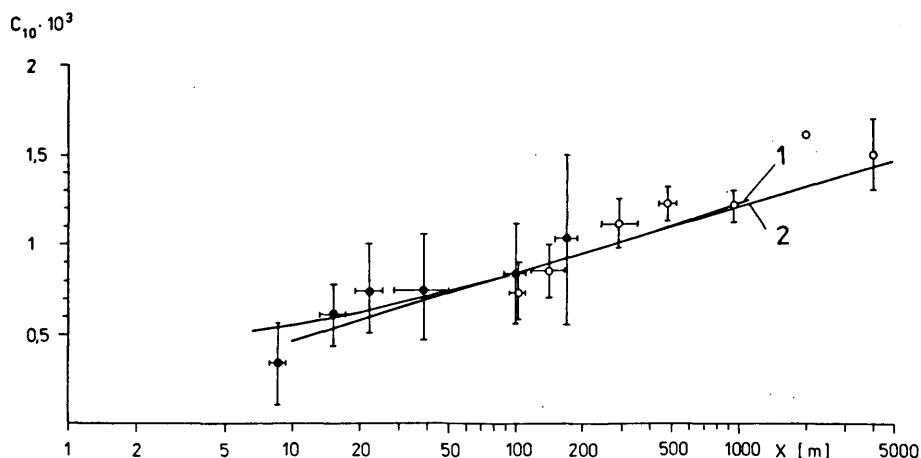


Abb. 1

Abb. 2

Änderung von C_{10}
in Abhängigkeit von
der Windwirklänge x
für die Ostsee bei
Zingst (1, ●) und
den Barther Bodden
(2, ○)



rende Winddrehung von der mittleren ab-
landigen Geschwindigkeit vor dem Ereignis
abhängt.

Die Ergebnisse lassen sich im Hinblick
auf die bodennahe Ausbreitung von Bei-
mengungen und elektromagnetischen Wel-
len, die Berechnung ufernaher Strö-
mungssysteme und damit den Küsten-
schutz, das Bioklima des Strandes und
eine präzisere synoptische Vorhersage
für den unmittelbaren Küstenstreifen
praktisch nutzen.

Literaturauswahl

HUPFER, P.: Wechselwirkungen zwischen
Meer und Atmosphäre unter den Bedin-
gungen unmittelbarer Küstennähe.
Geod. Geophys. Veröff. (Berlin) R. IV,
H 38 (1984), 3-21
(mit zahlreichen Literaturhinweisen)

HUPFER, P., MITTAG, K., BRAUER, U.:
Untersuchungen zum Auftreten der Land-
Seewindzirkulation an der Ostseeküste
bei Zingst. In Vorber. Z. Meteor. 40
(1990)

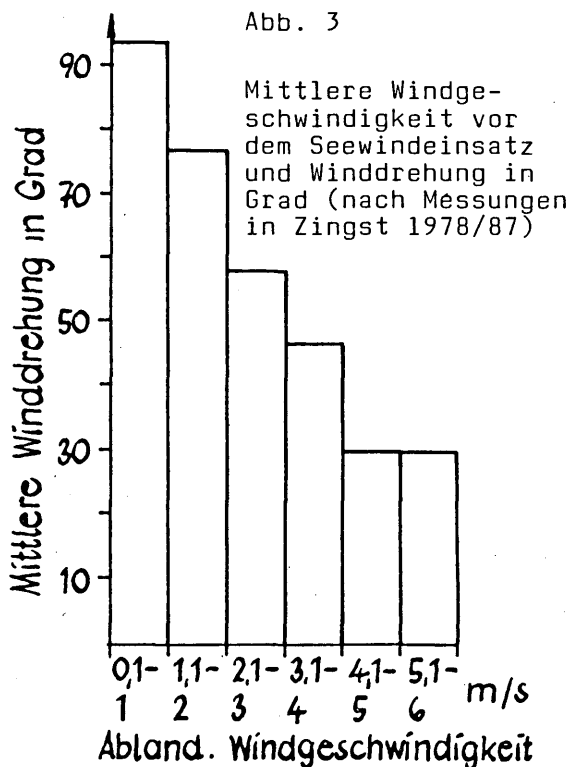
KUZNECOV, O. A., RAABE, A.: Experimen-
telle Untersuchung der horizontalen
Heterogenität des Windfeldes in der
Küstenzone und Probleme ihrer theore-
tischen Beschreibung. Acta Hydrophys.
(Berlin) 29 (1985) Nr. 2/3, 153-163

RAABE, A.: On the relation between
the drag coefficient and fetch above
the sea in the case of off-shore wind
in the near-shore zone. Z. Meteor. 33
(1983) Nr. 6, 363-367

RAABE, A.: Zur Wechselwirkung von Meer
und Atmosphäre in Küstennähe unter Be-
rücksichtigung der internen Grenz-
schicht im Windfeld der atmosphäri-
schen Bodenschicht. Geod. Geophys. Ver-
öff. (Berlin) R. IV, H. 38 (1984)
22-54

RAABE, A., PANIN, G. N., SCHÖNFELDT,
H.-J.: Die Variabilität des Windrei-
bungskoeffizienten über See in der
Nähe einer Küste mit steil ansteigen-
dem Ufer. Z. Meteor. 37 (1987) Nr. 3,
137-147

Abb. 3



GRENZSCHICHT UND KONVEKTION BEI AB- UND AUFEISIGER STRÖMUNG NAHE SPITZBERGEN

Burghard Brümmer, Birgit Busack, Stefan Rehfeld
Meteorologisches Institut, Universität Hamburg

Während des Experiments "ARKTIS" im Mai 1988 im Bereich westlich von Spitzbergen traten sowohl Wettersituationen mit abeisiger Strömung als auch mit aufeisiger Strömung auf. Typische Beispiele für die Grenzschichtmodifikation und die Konvektionsstrukturen während beider Wettersituationen werden dargestellt. Die Ergebnisse beruhen auf Messungen von Flugzeugen, Schiffen und Satelliten.

Bei abeisiger Strömung trifft eine flache, kalte Grenzschicht über Eis auf eine etwa 6K wärmere Wasseroberfläche. In etwa 50 km Entfernung vom Eisrand bei einer Luft-Wasser-Temperaturdifferenz von etwa -4K ist die Grenzschicht etwa 300 m mächtig und wird nach oben von einer etwa 3K starken Inversion begrenzt. Weitere 200 km stromabwärts beträgt die Temperaturdifferenz Luft-Wasser nur noch -2K und die jetzt 500 m mächtige Grenzschicht wird von einer scharfen, 4K starken Inversion begrenzt. Neben der Heizung durch die Meeresoberfläche wird die Grenzschicht in erheblichem Maße durch Entrainment warmer Luft aus der Inversion erwärmt. In 50 km Eisrandentfernung treten Cu/Sc-Wolkenstrassen mit etwa 4/8 Bedeckungsgrad auf, weiter stromabwärts nimmt der Bedeckungsgrad immer mehr zu, die Wolkenstrassen wachsen unter Gruppen- und Meanderbildung zusammen und gehen in geschlossene Sc-Strukturen mit 7-8/8 Bedeckungsgrad über. Das dominierende Aspektverhältnis der Konvektionsstrukturen beträgt etwa 3.

Zwei Fälle mit aufeisiger Strömung, einer mit 8/8 Sc/St-Bedeckung vor einer Warmfront und ein anderer hinter der dazugehörigen Okklusion bei überwiegend wolkenlosem Himmel, wurden beobachtet. Die Oberflächentemperatur des Wassers und des Eises unterscheiden sich nur geringfügig. In beiden Fällen ist die Grenzschicht stabil geschichtet. Im ersten Fall traten bis zu drei Schichten (jeweils durch eine Inversion abgegrenzt) auf. Im zweiten Fall war die Grenzschicht einschichtig (Obergrenze in 200 m Höhe). Bei Windgeschwindigkeiten um 20 m/s traten an der Obergrenze dieser Schichten Winddrehungen bis zu 20 Grad auf, so daß die Richardson-Zahl im kritischen Bereich liegt. Das Auftreten von Kelvin-Helmholtz-Wellen erscheint möglich und wurde auch im zweiten Fall in einem Teilgebiet an Hand von Dunststreifen bzw. sehr flachen Cu-Wolkenstrassen augenscheinlich.

Arnold Tafferner

Meteorologisches Institut der Universität München

Theresienstr. 37

8000 München 2

1 Einleitung

Hoskins et al. (1985) stellten ein konzeptionelles Modell der extratropischen Zyklogenese vor, das im wesentlichen eine Kopplung potentieller Vorticitymaxima (PV-Maxima) der oberen und unteren Troposphäre beschreibt. Ein PV-Maximum der oberen Troposphäre, das dem großen PV-Reservoir der polaren Stratosphäre "entwichen" ist, kommt dabei in einer bestimmten Phasenlage über ein PV-Maximum der unteren Troposphäre zu liegen, wobei letzteres sich in Warmluftanomalien in Bodennähe findet, z.B. im Warmsektor vor einer Kaltfront. Sie wiesen ferner auf die Äquivalenz von Warm- bzw. Kaltluft und Maxima bzw. Minima potentieller Vorticity hin, wie durch Betrachtung der Terme der isentropen PV zum Ausdruck kommt, welche die Form hat:

$$P = -g (\zeta_0 + f) / (\partial p / \partial \theta).$$

Dabei ist P die isentrope potentielle Vorticity (IPV), ζ_0 die relative Vorticity auf einer isentropen Fläche, f der Coriolisparameter, $(\partial p / \partial \theta)$ die lokale Ableitung des Druckes nach der Vertikalkoordinate θ und g die Gravitationsbeschleunigung. In warmer Luft ist die isentrope Schichtdicke Δp kleiner als in kalter Luft, wodurch P selbst für $\zeta_0 = 0$ große Werte erreichen kann (in der oberen Troposphäre innerhalb eines Tiefdrucktroges etwa 1-10 PVU; PVU=Potential Vorticity Unit = $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \cdot \text{K}/\text{kg}$). In kalter Luft hingegen strebt P gegen 0 PVU (z.B. in ei-

nem Hochdruckrücken). Da die IPV eine Erhaltungsgröße ist (solange diabatische Prozesse außer acht gelassen werden), muß die gegenseitige Anpassung des Wind- und Massenfeldes im zeitlichen Verlauf in einer Weise geschehen, die die Erhaltung der PV gewährleistet (z.B. erzeugt die Dehnung einer Luftsäule relative Vorticity). Hoskins et al. (1985) wiesen ferner auf den dynamischen Einfluß der PV-Anomalien auf ihre Umgebung hin, wie im sogenannten Umkehrbarkeitsprinzip, das auf Kleinschmidt (1950) zurückgeht, zum Ausdruck kommt. Letzterer hatte bereits die PV-Maxima in der oberen Troposphäre als "produzierende Masse" von Zyklonen bezeichnet. Auch Alpine Leezyklonen stehen mit dem Vordringen von PV-Maxima über die Alpen in Verbindung.

2 Ergebnisse von Analysen und numerischen Simulationen von Leezyklonen

Bleck und Mattocks (1984) führten isentrope Analysen von Leezyklongenese, die während des Alpenen Experiments 1982 auftraten, aus und stellten in allen untersuchten Fällen eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Advektion potentieller Vorticity über die Alpen fest. Dabei schien eine Korrelation zu bestehen zwischen der Stärke der Advektion und der Intensität der zyklogenetischen Entwicklung. Tafferner (1988) fand in numerischen Simulationen von drei ALPEX-Leezyklonen eine Kopplung des über die Alpen fortschreitenden Vorticitymaximums mit einem solchen in

der unteren Troposphäre im Lee der Alpen und wies auf die Ähnlichkeit dieses Vorgangs mit dem Hoskinschen Modell hin. Die Leezyklogese vom 24. April 1982 sei hier kurz illustriert.

Die Analyse der PV und des Windes auf der Thetafläche 305 K (obere Troposphäre) am 24. April 1982 00 UTC (Abb. 1a) zeigt zwei isolierte PV-Maxima, ein größeres über dem Balkan, das mit einem synoptischen Trog verbunden ist, und ein kleineres über Deutschland, das ein Höhentief auf der stromaufwärtigen Seite des erwähnten Troges markiert. Dieses Höhentief wandert innerhalb von 24 Stunden über die Alpen, wie die Analyse vom 25. April 00 UTC auf derselben Thetafläche zu erkennen gibt (Abb. 1b).

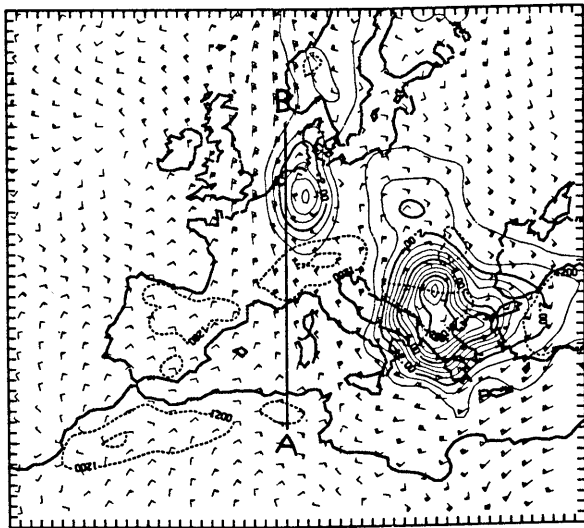


Abb. 1a Potentielle Vorticity (PVU) und Wind (Knoten) auf der Thetafläche 305 K. Analyse vom 24.4.1982, 00 UTC

Während dieser Zeit hat sich im Lee der Alpen eine Zyklone etwas westlich von Korsika gebildet. Die Vertikalschnitte (Abbildungen 2a und 2b) zu den selben Analysezeiten wie oben zeigen Isentropen und Isolinien relativer Vorticity. Das Vorticitymaximum in der oberen Troposphäre nördlich der Alpen (Abb. 2a) gehört zu dem erwähnten PV-Maximum über Deutschland (s. Abb. 1a). Es weist eine Stärke von größer als 1.6 f auf. Nach

24 Stunden (Abb. 2b) findet sich dieses im Lee der Alpen und ist dort mit einem Maximum relativer Vorticity in Bodennähe verbunden, das die Zirkulation innerhalb der Leezyklone markiert.

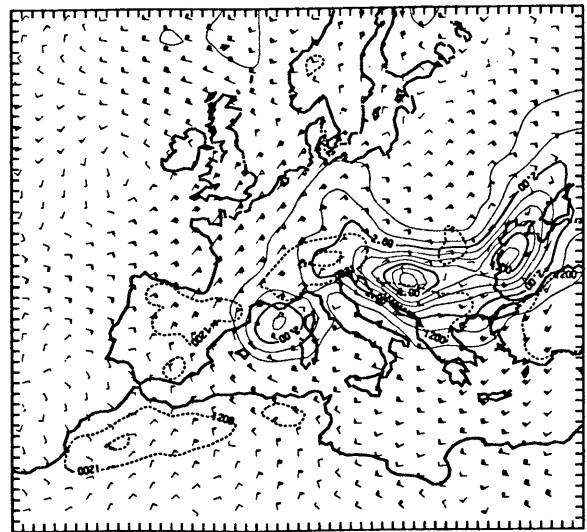


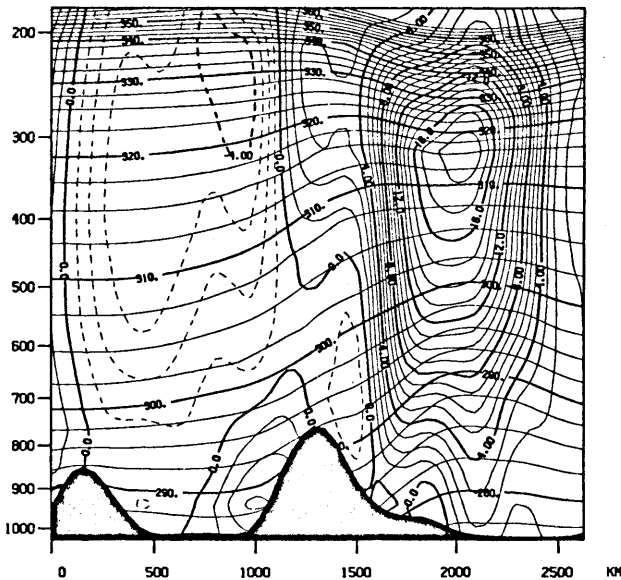
Abb. 1b wie Abb. 1a, jedoch Analyse vom 25.4.1982.

Das Vorticitymaximum in der unteren Troposphäre im Lee der Alpen wurde durch bodennahe Konvergenz im Druckfallgebiet hervorgerufen (Tafferner 1988) und hat sich ausgebildet schon bevor das Vorticitymaximum in der Höhe die Alpen überschritten hatte. Die Simulationsergebnisse dieser Leezyklone lassen auf den Mechanismus der Advektion der PV in der oberen Troposphäre schließen. Dabei geben kinematische Trajektorien im Strahlstrombereich Aufschluß über den Mechanismus der Verlagerung des Höhentiefs nach Süden über die Alpen.

Die Bahn des Partikels Nr. 3 (Abb. 3) zeigt eine Rotation um das IPV-Maximum während der Stunden 0-10 der numerischen Simulation. Danach gerät es in den Bereich des Jetstreaks und erfährt dort eine Beschleunigung, wie aus den zunehmenden Distanzen zwischen den zwei-stündigen Orten (kleine Quadrate) hervorgeht. Die Betrachtung weiterer

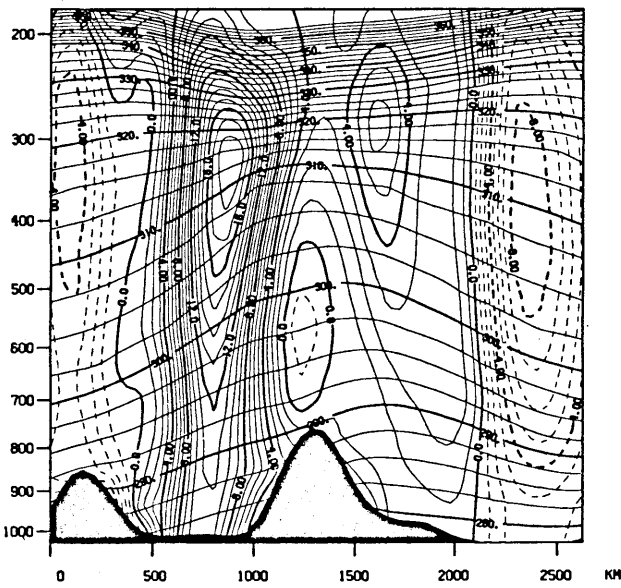
Trajektorienbahnen (nicht gezeigt) läßt schließen, daß diese Art der Verlagerung für alle Teilchen innerhalb des IPV-Maximums zutrifft. Somit wird das rotierende IPV-Maximum unter dem Einfluß des Jetstreaks nach Süden verlagert.

hPa



A

B



A

B

Abb. 2a (oben) Analyse vom 24.4. 00 UTC

Abb. 2b(unten) Analyse vom 25.4. 00 UTC

Vertikalschnitte über die Strecke \overline{AB} der Abb. 1a durch Isentropen (K) und relative Vorticity ($10^{-5}/s$).
Geglättete Envelope-Orography, wie im numerischen Modell enthalten (schwarz).

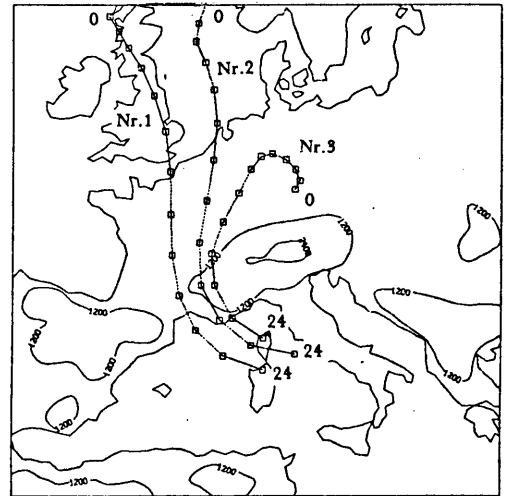


Abb. 3 Trajektorienbahnen auf der Thetafläche 310 K während der 24-stündigen numerischen Simulation. Die Orte der Teilchen sind in 2-stündigem Abstand markiert (kleine Quadrate).

Literatur:

BLECK, R. and C. MATTOCKS: A preliminary analysis of the role of potential vorticity in Alpine lee cyclogenesis. Beitr. Phys. Atmos. 57, 357-368. 1984

HOSKINS, B.J., M.E. MCINTYRE and A.W. ROBERTSON: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. Quart. J. R. Met. Soc. 111, 877-946. 1985

KLEINSCHMIDT, E.: Über Aufbau und Entstehung von Zyklonen. Meteor. Rundsch. 3, 1-6. 1950

Tafferner A.: Strahlstromstruktur und Leezyklogenese. Wissensch. Mitt. Nr.59, Universität München, Meteorol. Institut 1988

MESOTURBULENTE FLÜSSE UND FLUSSDIVERGENZEN IN DER HORIZONTAL INHOMOGENEN, NEUTRALEN BODENNAHEN ATMOSPHERE

Martin Claussen

Forschungszentrum Geesthacht, Postfach 1160, D-2054 Geesthacht

1 EINLEITUNG

Numerische Simulationsmodelle der Atmosphäre benötigen eine Parameterisierung sogenannter subskaliger Transporte, d.h. Transporte, die durch Bewegungen hervorgerufen werden, deren charakteristische Längenskala kleiner als die des numerischen Gitter des Modells ist, so daß eine direkte Wechselwirkung zwischen den subskaligen und den größerskaligen Bewegungen nicht mehr beschrieben werden kann. Herkömmliche Parameterisierungsschemata subskaliger Transporte beruhen auf Ähnlichkeitstheorien und Skalierungsgesetzen, die für eine horizontal homogene, stationäre, bodennahe Atmosphäre gültig sind. Diese Parameterisierungen sind nicht mehr anzuwenden bei Simulationen von Luftströmungen über einer inhomogenen Oberfläche. In diesem Fall können Luftbewegungen entstehen, die u.U. ein völlig anderes Energiespektrum zeigen als die Strömung über einer homogenen Fläche; zumindest ist es fraglich, ob jene durch Oberflächeninhomogenitäten induzierte Bewegungen und damit verbunden Transporte von Impuls und Energie den bekannten Ähnlichkeitsgesetzen gehorchen. Im folgenden werden die durch Oberflächeninhomogenitäten hervorgerufenen subskaligen Luftbewegungen kurz 'Mesoturbulenz', die subskaligen Bewegungen über einer homogenen Oberfläche 'Mikroturbulenz' genannt. (Der Ausdruck 'Mesoturbulenz' wurde von F. Wippermann während des Mesoskala Seminars 1987 in Oberpfaffenhofen vorgestellt.)

Flächengemittelte Flüsse an einer inhomogenen Oberfläche wurden bereits von Mahrt (1987) (Wärmeflüsse) und von Claussen (1989a) (Stoff- und Impulsflüsse) untersucht.

Der hier zusammenfassend diskutierte Aufsatz (Näheres siehe Claussen, 1989b) behandelt die vertikale Verteilung der mesoturbulenten Stoff- und Impulsflüsse sowie der mesoturbulenten Flußdivergenzen, die durch Änderungen der Bodenrauigkeit und des Widerstandes gegen den Eintrag eines Stoffes in den Boden hervorgerufen werden.

2 FORMULIERUNG

Der Übersicht wegen werden hier nur die Gleichungen für die Ensemblemittelwerte \bar{U} und \bar{W} der longitudinalen und vertikalen Komponente einer mittleren Strömung betrachtet, wobei die Druckgradientterme, die Corioliskräfte und die Auftriebskräfte vernachlässigt werden.

$$\begin{aligned}\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{W} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{U}'U'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U}'W'}{\partial z} &= 0 \\ \bar{U} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x} + \bar{W} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{U}'W'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{W}'W'}{\partial z} &= 0\end{aligned}$$

x und z sind die horizontalen und vertikalen Koordinaten, U' und W' sind die Abweichungen des aktuellen Wertes vom Ensemblemittel und $\bar{U}'W'$... deren Kovarianzen.

In einem numerischen Modell läßt sich jedes Ensemblemittel aufspalten in einen Gittermittelwert - gekennzeichnet durch $\{\dots\}$ - und die subskalige Abweichung - mit einem hochgestellten $+$ versehen:

$$\bar{U}(x, z) = \{\bar{U}\} + \bar{U}^+(x, z)$$

Vorausgesetzt, die Reynoldsschen Axiome gelten auch für die Gittermittelung (siehe dazu Wyngaard, 1982), dann ergibt sich für die Bewegungsgleichungen:

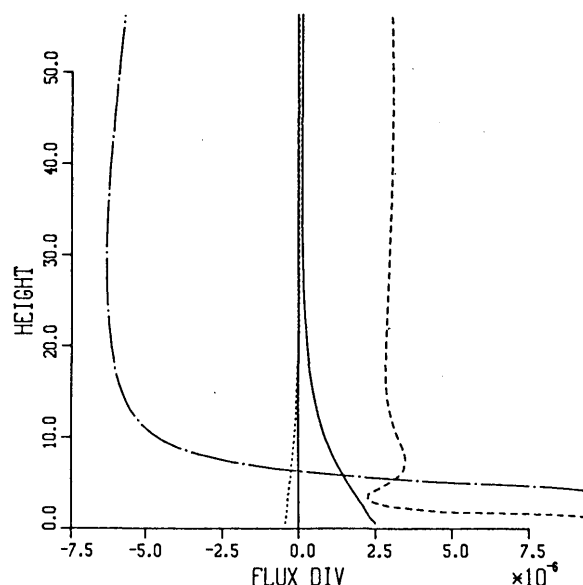
$$\begin{aligned}
& \{\bar{U}\} \frac{\partial \{\bar{U}\}}{\partial x} + \{\bar{W}\} \frac{\partial \{\bar{U}\}}{\partial z} + \left\{ \frac{\partial \bar{U}^+ \bar{U}^+}{\partial x} \right\} + \left\{ \frac{\partial \bar{U}^+ \bar{W}^+}{\partial z} \right\} \\
& + \left\{ \frac{\partial \bar{U}' \bar{U}'}{\partial x} \right\} + \left\{ \frac{\partial \bar{U}' \bar{W}'}{\partial z} \right\} = 0 \\
& \{\bar{U}\} \frac{\partial \{\bar{W}\}}{\partial x} + \{\bar{W}\} \frac{\partial \{\bar{W}\}}{\partial z} + \left\{ \frac{\partial \bar{U}^+ \bar{W}^+}{\partial x} \right\} + \left\{ \frac{\partial \bar{W}^+ \bar{W}^+}{\partial z} \right\} \\
& + \left\{ \frac{\partial \bar{U}' \bar{W}'}{\partial x} \right\} + \left\{ \frac{\partial \bar{W}' \bar{W}'}{\partial z} \right\} = 0 \\
& \left\{ \frac{\partial \bar{U}' \bar{U}'}{\partial x} \right\} \dots \text{ sind die mikroturbulenten und } \left\{ \frac{\partial \bar{U}^+ \bar{U}^+}{\partial x} \right\} \\
& \dots \text{ die mesoturbulenten Flußdivergenzen.}
\end{aligned}$$

3 ERGEBNISSE

Die mikroturbulenten und mesoturbulenten Flüsse sowie Flußdivergenzen wurden mit Hilfe eines numerischen Modells berechnet, wobei das gesamte oder ein Teil des gesamten Lösungsgebietes dieses Modells als eine größerskalige Gitterzelle interpretiert wurde.

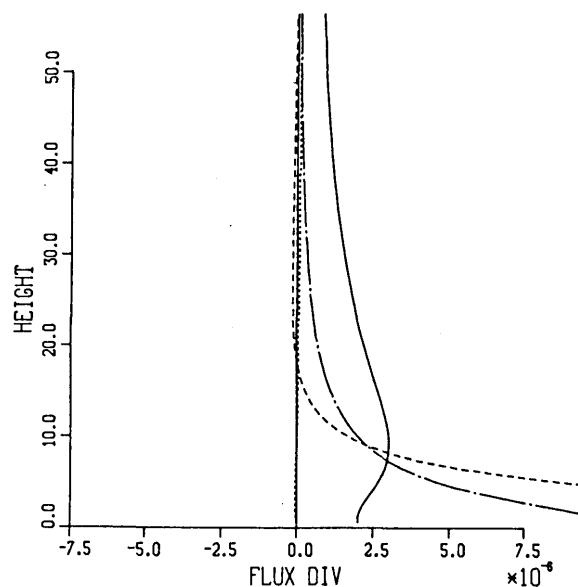
Die Strömungssituation ist folgende: Die bodennahe Luft strömt über eine 5 km weite Strecke, auf der alle 100 m die Bodenrauigkeit zufällig geändert wird. Die Verteilung der Rauigkeitslängen genügt einer gleichförmigen Verteilung mit dem Erwartungswert $[z_0] = 0.15\text{m}$. Hier sind nur die für die Impulsbilanz interessanten mikroturbulenten (Abbildung 1) und mesoturbulenten (Abbildung 2) Flußdivergenzen (Dimension: m/s^2) dargestellt. Die Gitter- (oder '{...}'-) integration wurde in der Horizontalen stets über das gesamte, 5km weite Strömungsgebiet des feinmaschigen Modells durchgeführt, die vertikale Obergrenze der gedachten größerskaligen Gitterzelle wurde variiert. Die Abszisse der Abbildungen 1 und 2 gibt daher Höhe der gedachten Gitterzelle an.

Die mikroturbulente Vertikaldiffusion des Horizontal- und Vertikalimpulses ($\left\{ \frac{\partial \bar{U}' \bar{W}'}{\partial z} \right\}$, gestrichelte Linie und $\left\{ \frac{\partial \bar{W}' \bar{W}'}{\partial z} \right\}$, strichpunktierte Linie) überwiegen die mikroturbulenten Horizontaldiffusionsterme ($\left\{ \frac{\partial \bar{U}' \bar{U}'}{\partial x} \right\}$, ausgezogene Linie und $\left\{ \frac{\partial \bar{U}' \bar{W}'}{\partial x} \right\}$, gepunktete Linie). (Siehe Abbildung 1.)



- Abbildung 1 -

Die mesoturbulenten Flußdivergenzen $\left\{ \frac{\partial \bar{U}^+ \bar{W}^+}{\partial z} \right\}$, $\left\{ \frac{\partial \bar{W}^+ \bar{W}^+}{\partial z} \right\}$ und $\left\{ \frac{\partial \bar{U}^+ \bar{U}^+}{\partial x} \right\}$ sind von etwa gleicher Größenordnung wie die mikroturbulenten Vertikaldiffusionsterme - allerdings nur, falls die gedachte Gitterzelle hinreichend flach bleibt. (Siehe Abbildung 2.)



- Abbildung 2 -

Das bedeutet: Ist die gedachte, größerskalige, bodennahe Gitterzelle hoch genug - größenordnungsmäßig etwa so hoch wie die sogenannte Diffusionshöhe (siehe Claussen, 1989a) - dann können die durch mesoturbulente Bewegungen induzierten Flußdivergenzen gegenüber den mikroturbulenten getrost nachlässigt werden. Eine Ausnahme bildet die mesoturbulente Horizontaldiffusion $\{\frac{\partial \bar{U}^+ \bar{U}^+}{\partial x}\}$. Dieser Term braucht u.U., wie in dem gezeigten Beispiel, auch für hohe Gitterzellen nicht vernachlässigbar klein zu werden. Bisher wurde an Hand der Rechnungen beobachtet, daß in solchen Fällen die mesoturbulente und die mikroturbulente Horizontaldiffusion das gleiche Vorzeichen zeigen. Die Mesoturbulenz kann also für eine zusätzliche, effektive Horizontaldiffusion sorgen.

Bezüglich des mikro- und mesoturbulenten Stofftransportes wurden ähnliche Ergebnisse gefunden.

LITERATUR

CLAUSSEN, M.: Computation of surface fluxes in a neutrally stratified, horizontally inhomogeneous atmosphere. Eingereicht bei Atmospheric Environment (1989a).

CLAUSSEN, M.: Subgrid-scale fluxes and flux divergences in a neutrally stratified, horizontally inhomogeneous surface-layer. Eingereicht bei Beitr. Phys. Atmosph. (1989b).

MAHRT, L.: Grid-averaged surface fluxes. Mon. Wea. Rev. 15 (1987), 1550-1560.

WYNGAARD, J.C.: Boundary-layer modeling. in: Nieuwstadt, F.T.M and VanDop, H. (Hsg.), Atmospheric turbulence and air pollution modelling (1982), 69-107.

Marion Wichmann

Meteorologisches Institut der Universität

Auf dem Hügel 20

5300 Bonn 1

1 HORIZONTALGRADIENTEN IN DEN BEWEGUNGSGLEICHUNGEN

Bei der Modellierung der atmosphärischen Grenzschicht wird die Wechselwirkung zwischen skaligen und subskaligen Prozessen üblicherweise nur unter Berücksichtigung von vertikalen Gradienten beschrieben. Der horizontale Austausch wird mit der Begründung vernachlässigt, daß die horizontalen Gradienten des Impulses und der Temperatur um mehrere Größenordnungen kleiner sind als die vertikalen. Konkret bedeutet dies z.B., daß einerseits in der Haushaltsgleichung der skaligen Impulskomponente \bar{v} die Terme $\frac{\partial v' u_k'}{\partial x_k}$

—, $k=1,2$, keine Berücksichtigung
 $\frac{\partial \bar{w}}{\partial x_k}$

finden und zum anderen in derjenigen des subskaligen Impulsflusses $\bar{v}'w'$ die

Terme $\frac{\partial \bar{w}}{\partial x_k} \bar{v}' u_k'$ sowie $\frac{\partial \bar{v}}{\partial x_k} w' u_k'$, $k=1,2$,

vernachlässigt werden.

2 GRENZEN DER HORIZONTALEN HOMOGENITÄT

Im Meso- γ -Scale sind die oben beschriebenen Annahmen jedoch nicht mehr uneingeschränkt zulässig. Bedingt durch die hier zu beobachtenden Inhomogenitäten von Bodentemperatur und Rauigkeit sowie durch die feinere Auflösung der Orographie können die bisher vernach-

lässigten Terme einen signifikanten Einfluß sowohl auf die Struktur der Turbulenz und als auch auf diejenige der skaligen Größen haben.

3 MODELLIERUNG DER WECHSELWIRKUNG

Die Nichtlinearität der Beziehungen läßt keine umfassende Beurteilung der Wechselwirkungen auf analytischer Basis zu. Daher wird die Auswirkung der Horizontalgradienten mit Hilfe eines dreidimensionalen nichthydrostatischen mesoskaligen Modells - dem regionalen Klimamodell RKM - untersucht, das mit einem ebenfalls dreidimensionalen Schließungsmodell zweiter Ordnung zur Beschreibung der Turbulenz gekoppelt ist. Eine derartige Modellierung ermöglicht eine vollständige Beschreibung der Skalenwechselwirkung. Die quasistationäre dreidimensionale Struktur der Turbulenz läßt sich somit in Abhängigkeit von mesoskaligen Inhomogenitäten bestimmen.

4 AUSWIRKUNG VON RAUHIGKEITS- INHOMOGENITÄTEN

Als Beispiel soll eine Simulation dienen, bei der ein Rauigkeitsmaximum von $z_0=1m$ im Zentrum des Modellgebiets (11×11 Gitterpunkte mit $\Delta x = \Delta y = 5000m$) vorgegeben wurde. Am Modellrand beträgt $z_0 = 0.1m$. Abb.1 zeigt die Windkomponente

\bar{v} im Horizontalschnitt in der Höhe 50m über Grund. Aufgrund der angenommenen Rauigkeitsstruktur zeigt die Windgeschwindigkeit ein Minimum in der Mitte des Gebiets. Im linken unteren Quadranten herrscht somit Horizontal-konvergenz, im rechten oberen Horizontaldivergenz. Der turbulente Impulsfluß nimmt dagegen im betrachteten Fall in der Mitte des Gebiets betragsmäßig seinen Maximalwert an. In Abb.2 wird die Differenz gezeigt zwischen demjenigen Impulsfluß $\bar{v}'w'$, der sich unter Berücksichtigung der Horizontalgradienten berechnet, und demjenigen, der sich ohne Einbeziehung dieser Terme ergibt. Dabei wird deutlich, daß die Horizontalkonvergenz intensivierend, die Divergenz dagegen abschwächend auf den turbulenten Impulsfluss wirkt. Dies wird verständlich, wenn man die Kovarianz $\bar{v}'w'$ als Maß für die mittlere Stärke der subskaligen Wirbel in der y-z-Ebene interpretiert. Bei einem negativem Horizontalgradienten $\partial\bar{v}/\partial y$ - also bei Konvergenz - wird ein solcher Wirbel gestaucht. Die umschlossene Fläche verringert sich, was mit einer Erhöhung der Wirbelstärke einhergeht. Eine Horizontaldivergenz hat die entgegengesetzte Wirkung. In Abb.2 fällt auf, daß die erwähnte Verminderung des Impulsflusses im Bereich der Divergenz nicht symmetrisch zur Intensivierung durch Konvergenz verläuft. Vielmehr wird von ersterer nur ein relativ kleiner Bereich in der Nähe des Rauigkeitsmaximums erfaßt. Ursache hierfür ist möglicherweise eine Konvergenz des Vertikalwindes \bar{w} , der ebenfalls mit den subskaligen Flüssen in Wechselwirkung steht. Bevor hier

eine abschließende Beurteilung möglich ist, bedarf es noch weiterer vergleichender Modellsimulationen.

5 FAZIT

Die Struktur der Turbulenz ändert sich deutlich, wenn zusätzlich zu den vertikalen skaligen Gradienten auch die horizontalen berücksichtigt werden. Es zeigen sich systematische Abweichungen, deren Vorzeichen von demjenigen des dominierenden Horizontalgradienten abhängen.

Abb.1 v in m/s

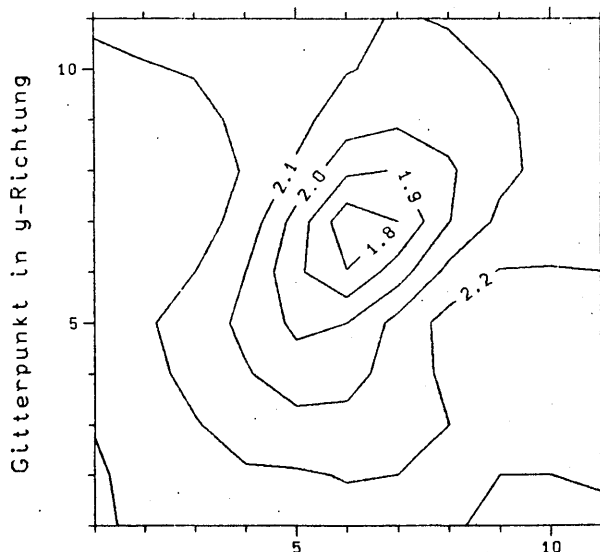
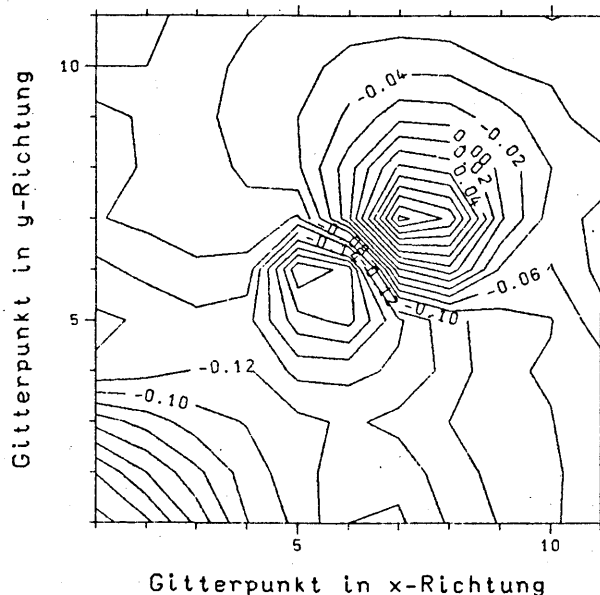


Abb.2 $\Delta v w$ in $10^{-2}(m/s)^2$



ERFAHRUNGEN MIT DER ANWENDUNG VON ADAPTIVEN GITTERN AM BEISPIEL EINES ZWEIDIMENSIONALEN ROLLENMODELLS

Annette Sündermann

Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, Bundesstraße 55, 2000 Hamburg 13

1 Einführung

Modelluntersuchungen von konvektiven Prozessen, die in der planetarischen Grenzschicht zum Auftreten von Wolkenstraßen und -zellen führen, zeigen, daß die Wind- und Temperaturfelder durch schmale Gebiete mit starken Gradienten und große Bereiche mit geringen Gradienten gekennzeichnet sind. Die Lage dieser Bereiche ist nicht von vornherein festgelegt und kann sich im Laufe der Entwicklung der Temperatur- und Windfelder stark verschieben. In Modellen mit einem adaptiven Gitter wird eine feste Anzahl von Gitterpunkten in jedem Zeitschritt so verteilt, daß sich die höchste Punktdichte bei den größten Gradienten ergibt, und umgekehrt. Im gesamten Gebiet wird dadurch eine gleichmäßige Auflösung der Gradienten erreicht, und es werden für eine vergleichbare Auflösung der stärksten Gradienten weniger Gitterpunkte benötigt als auf einem starren äquidistanten Gitter. Am Beispiel eines einfachen 2-d-Rollenmodells werden die Veränderungen und Probleme gezeigt, die sich durch den Übergang auf ein krummliniges und adaptives Gitter ergeben.

2 Ein einfaches 2-d-Rollenmodell

Helfand und Kalnay (1983) beschreiben ein einfaches 2-d-Modell für eine thermisch getriebene Rollenzirkulation. In ein ruhendes Fluid wird eine interne Wärmequelle eingeführt, die am Unterrand zu einer Erwärmung und am Oberrand zu einer Abkühlung führt, so daß eine Zirkulation entsteht. Die Entwicklung der Vorticity χ , der Temperatur T und der Stromfunktion Ψ erfolgt entsprechend den Gleichungen (1). Dabei steht Pr für die Prandtl-Zahl, Ra für die Rayleigh-Zahl und Q_w für die interne Wärmequelle. $J(a, b) = a_y b_z - a_z b_y$ bezeichnet den Jacobi-Operator.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi}{\partial t} + J(\chi, \Psi) &= Ra Pr \frac{\partial T}{\partial y} + Pr \Delta \chi \\ \frac{\partial T}{\partial t} + J(T, \Psi) &= Q_w + \Delta T \\ \Delta \Psi &= \chi \end{aligned} \quad (1)$$

Abbildung 1 zeigt das Temperatur- und Vorticity-Feld, das sich im stationären Zustand für $Pr = 1$, $Ra = 10^5$ und ein Aspektverhältnis von 3 ergibt. Die interne Wärmequelle ergibt sich als Divergenz eines Strahlungs-

flusses, hängt linear von der Höhe ab und ist symmetrisch zu $z = 1/2$. Im aufsteigenden Ast der Zirkulation ergeben sich positive Abweichungen von der Mitteltemperatur und umgekehrt.

3 Die Einführung eines krummlinigen adaptiven Gitters

Die Einführung eines krummlinigen Gitters bedeutet den Übergang von cartesischen auf allgemeine Koordinaten $\eta(y, z)$ und $\zeta(y, z)$. Alle in den Gleichungen (1) vorkommenden Ableitungsoperatoren haben in allgemeinen Koordinaten eine erheblich aufwendigere Darstellung. Für den Gradient-Operator ergibt sich zum Beispiel Gleichung (2). $\sqrt{g} = y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta$ bezeichnet die Jacobi-Determinante der Transformation und ist zugleich ein Maß für das Volumen einer Gittermasche.

$$f_y = [z_\zeta f_\eta - z_\eta f_\zeta] / \sqrt{g} ; f_z = [y_\eta f_\zeta - y_\zeta f_\eta] / \sqrt{g} \quad (2)$$

Durch die laufende Anpassung des numerischen Gitters an die Struktur der Lösung verändern die Gitterpunkte ihre Lage im Raum. Daher muß bei der zeitlichen Änderung einer Größe ein Verschiebungsterm berücksichtigt werden. \vec{d} bezeichnet die Verschiebungsgeschwindigkeit eines Gitterpunktes.

$$\frac{\partial a}{\partial t} \Big|_{\eta, \zeta} = \frac{\partial a}{\partial t} \Big|_{y, z} + (\vec{d} \cdot \vec{\nabla} a) \quad (3)$$

Im Gitterpunktmodell repräsentiert ein Wert a_{jk} am Gitterpunkt (η_j, ζ_k) einen Mittelwert über ein bestimmtes Gittervolumen, das sich in einem Modell mit einem adaptiven Gitter jedoch ebenfalls mit der Zeit ändern kann. Daher geht man von der prognostischen Variablen a auf eine Größe $\sqrt{g}a$ über.

$$\frac{\partial(\sqrt{g}a)}{\partial t} \Big|_{\eta, \zeta} = \sqrt{g} \frac{\partial a}{\partial t} \Big|_{y, z} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{d} a) \quad (4)$$

4 Die Erzeugung eines lösungsangepaßten Gitters

Die Erzeugung eines lösungsangepaßten Gitters erfolgt mit einem von Brackbill und Saltzman (1982) eingeführten Verfahren. Das numerische Gitter soll an jedem Punkt bestimmte Anforderungen möglichst

gut erfüllen. Als Maß für die Glattheit und Orthogonalität des Gitters dienen die in den Gleichungen (5) definierten Integrale I_S und I_O . Das Integral I_V ist ein Maß für eine gewichtete Volumenvariation und bewirkt, daß große Gittermaschen bei kleinen Werten der Gewichtsfunktion w entstehen und umgekehrt.

$$\begin{aligned} I_S &= \int [(\vec{\nabla}\eta)^2 + (\vec{\nabla}\zeta)^2] dV \\ I_O &= \int [(\vec{\nabla}\eta \cdot \vec{\nabla}\zeta) g^{2/3}] dV \\ I_V &= \int w^2 \sqrt{g} dV \end{aligned} \quad (5)$$

Ein Gitter mit allen drei Eigenschaften wird erzeugt, indem die gewichtete Summe (6) extremal wird.

$$S = \lambda_S I_S + \lambda_O I_O + \lambda_V I_V \quad (6)$$

Aus der Variationsrechnung ist bekannt, daß ein Integral extremal wird, wenn der Integrand sogenannte Euler-Gleichungen erfüllt. Gleichung (6) führt zu einem System von elliptischen Differentialgleichungen, aus dem die Koordinaten $y(\eta, \zeta)$ und $z(\eta, \zeta)$ der Gitterpunkte im Raum bestimmt werden können. Das Integral I_V führt im Grenzfall $\lambda_V \rightarrow \infty$ zu einem Gitter, in dem $w\sqrt{g} = \text{const}$ gilt. Im vorliegenden Modell wird der Betrag des Gradienten der Temperatur als Gewichtsfunktion w benutzt. Zwischen benachbarten Gitterpunkten können große Unterschiede im Betrag des Temperaturgradienten auftreten, die dann lokal zu einem extrem verzerrten Gitter und im weiteren Verlauf zu numerischer Instabilität des gesamten Modells führen. Daher wird die Gewichtsfunktion w einer Glättung unterzogen. Die Beziehung $w\sqrt{g} = \text{const}$ legt außerdem das Verhältnis von größter zu kleinster Gittermasche fest:

$$(\sqrt{g})_{\max}/(\sqrt{g})_{\min} = w_{\max}/w_{\min} \quad (7)$$

Um die Verzerrung des Gitters zu beschränken, wird daher die Gewichtsfunktion w geeignet skaliert.

5 Die Erzeugung eines dynamisch adaptiven Gitters

Ein dynamisch an eine Lösung angepaßtes Gitter wird erzeugt, indem nach jedem Zeitschritt im Modell eine Gitteranpassung mit dem oben beschriebenen Verfahren vorgenommen wird. Abbildung 2 zeigt das zu dem in Abbildung 1 dargestellten Temperaturfeld im stationären Zustand gehörige Gitter für ein Modell, das in jedem Zeitschritt eine Gitteradaption durchführt. Das Modell reproduziert die Ergebnisse des Modells mit festem äquidistantem Gitter und führt zu einer Verdichtung des Gitters im Bereich der stärksten Temperaturgradienten. Das Verhältnis der Volumina der größten und kleinsten Gittermasche beträgt 1.6. Es

ist bisher noch nicht gelungen, das Modell für größere Verhältnisse als 1.6 numerisch stabil zu halten.

6 Ausblick

Die Einführung eines nicht-äquidistanten und nicht-orthogonalen Gitters bedeutet in einem Gitterpunktmodell eine zusätzliche Quelle numerischer Fehler. Im vorliegenden Modell bleibt das Ziel zunächst, für alle Terme in den Gleichungen Formulierungen zu finden, die auch für Gitter mit einer größeren Verzerrung als in Abbildung 2 stabil bleiben. Die hierdurch gewonnenen Erfahrungen sollen dann an demselben Modell zum Beispiel mit einer asymmetrischen Wärmequelle überprüft und auf andere Modelle übertragen werden.

7 Literatur

Brackbill, J.U., and J.S. Saltzman: Adaptive zoning for singular problems in two dimensions, J.Comp. Phys. 46, 1982

Helfand, H.M., and E. Kalnay: A model to determine open or closed cellular convection, J.Atmos.Sci. 40, 1983

8 Abbildungen

Abbildung 1:

Isolinien von Vorticity (fett) und Temperatur (dünn) im stationären Zustand. Die Felder sind entsprechend den Gleichungen (1) mit einem Modell mit adaptivem Gitter berechnet worden. Sowohl die Struktur der Felder als auch die Werte, die angenommen werden, stimmen mit den Resultaten eines Modells überein, das auf einem starren äquidistanten Gitter rechnet.

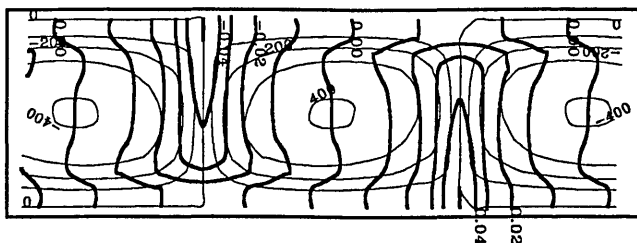
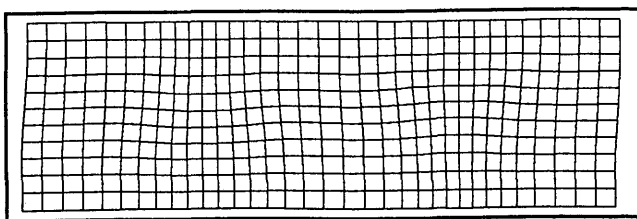


Abbildung 2:

Lage der Gitterpunkte für die in Abbildung 1 dargestellten Temperatur- und Vorticity-Felder.



Manfred Laube, Peter Scheidgen

Institut für Geophysik und Meteorologie
Universität zu Köln, Zülpicher Str. 49

1 EINLEITUNG

Photochemischer Smog und saurer Regen sind lokale Phänomene der Luftverschmutzung, solange das Vorkommen von Schwefel-, Stickoxyden und Kohlenwasserstoffen auf die untere Troposphäre, etwa unterhalb 1 km, beschränkt bleibt. Dort sind diese Spurenstoffe sehr kurzlebig. Werden sie jedoch sehr schnell in die obere Troposphäre transportiert, erhöht sich ihre Lebensdauer und damit ihre Verweilzeit in der Atmosphäre ganz beträchtlich. Die Auswirkungen der Luftverschmutzung nehmen dadurch ganz andere Ausmaße an: Stickoxyd z.B. spielt bei der Ozonproduktion eine wichtige Rolle als Katalysator.

2 EINFLUSS VON WOLKEN AUF DEN VERTIKALEN TRANSPORT

Messungen von Spurengasen in konvektiven Wolken und in ihrer Umgebung (Dickerson et al., 1987) ergaben, daß in der Ausströmregion eines großen Cumulonimbus die Konzentrationen der am Boden ermittelten Spurengase sehr viel größer waren als in der umgebenden Luft. Die Gründe dafür sind das Einsaugen von Luft aus der bodennahen Grenzschicht in die Wolke durch die starken Aufwinde in einem Cumulonimbus und die hohen Konzentrationen der Spurenstoffe in der Grenzschicht. Der Aufwindschlauch verdankt seine Existenz in erster Linie der bei der Kondensation von Wasserdampf freierwerdenden latenten Wärme. Dadurch werden in der bodennahen Grenzschicht befindliche Spurenstoffe mit großer Geschwindigkeit bis in Höhe der Tropopause transportiert. Die Spurenstoffe können zum Teil in Wolkenwasser gelöst auftreten, oder, wenn sie als Aerosole auftreten, bei der Keimbildung in das Wolkenwasser gelangen. Daher ist es wichtig, die in der Wolke ablaufenden mikrophysikalischen Prozesse zu berücksichtigen.

3 SIMULATION EINER SQUALL-LINE

Für die Untersuchungen wurde ein hochaufgelöstes, nichthydrostatisches Atmosphärenmodell mit einer Parametrisierung der vollständigen Mikrophysik (Scheidgen, Laube, 1989) benutzt. Als Anfangszustand für die Atmosphäre diente eine Sondierung, die im Rahmen des COPT (Convection Profounde

Tropicale) - Experimentes am 22.06.1981 gewonnen wurde. Die Squall-Line passierte in der Nacht den Beobachtungsort Korhogo (Elfenbeinküste, Westafrika) mit einer Böenfront, begleitet von starken Niederschlägen und einem deutlichen Druck- und Temperatursprung (Roux et al., 1984). Die numerische Simulation beschränkt sich auf den konvektiven Bereich der Böenfront. Diesem schließt sich im Ausströmbereich in der oberen Troposphärenregion ein ausgedehnter stratiformer Bereich an, der hauptsächlich aus Eisteilchen besteht. Die vom Modell berechnete Niederschlagsrate von 55 mmh^{-1} am Boden stimmt sehr gut mit der gemessenen Rate überein (60 mmh^{-1}).

4 ERGEBNISSE

Als untere Randbedingung für die Spurengaskonzentration wurde eine mit konstanter Rate emittierende Punktquelle angenommen, über die sich die Squall-Line hinwegbewegt. Als Spurengas dient zunächst ein passiver Tracer, also ein Stoff, der sich wie ein Edelgas verhält. Nach ca. 40 Minuten erreicht der am Boden emittierte Tracer 12 km Höhe. Der Tracer akkumuliert sich im oberen, vereisten Teil der Wolke. Unterhalb der Wolkenbasis bildet sich wegen der dort herrschenden hohen Aufwindgeschwindigkeiten ein Minimum in der Konzentration aus. Abbildung 1 zeigt den Zustand nach 50/60 Minuten. Der Tracer hat sich über die gesamte Wolke ausgebreitet und verläßt in der Ausströmregion die Wolke (in Abb. 1 oben links). Die über die Horizontale gemittelte Konzentration zeigt, daß von der im Anfangszustand vorhandenen hohen Konzentration in der unteren Grenzschicht fast nichts mehr übrig geblieben ist. Die höchste Konzentration findet man im oberen Teil der Wolke. Die Ergebnisse der Modellrechnungen zeigen gute Übereinstimmung mit Meßergebnissen an stark konvektiven Wolken.

5 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Es konnte gezeigt werden, daß mit Hilfe eines Modells für konvektive Wolken der vertikale Transport von Spurengasen in der Atmosphäre im Prinzip richtig dargestellt wird, und eine wesentliche Rolle für die Umschichtung von Spurenstoffen aus der bodennahen Grenzschicht in den Tropausbereich spielt.

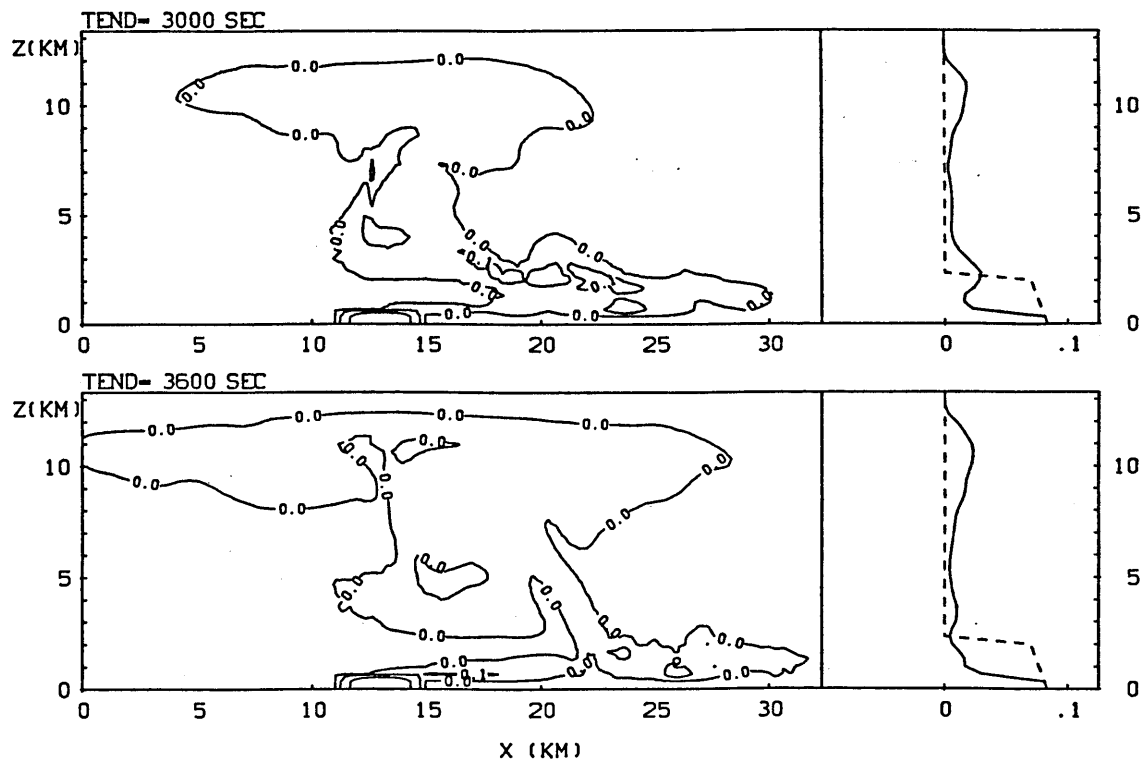


Abb. 1: Isolinieren der Spurengaskonzentration nach 50 und 60 Minuten (linke Seite). Mittlere Konzentration des Spurengases im Anfangszustand (gestrichelt) und nach jeweils 50/60 Minuten Modellzeit (ausgezogen).

5 LITERATUR

DICKERSON, R.P.; HUFFMAN, G.J.; LUKE, W.T.; NUNNEMACKER, L.J.; PICKERING, K.E.; LESLIE, A.G.; LINDSAY, C.G.; SLINN, W.G.; KELLY, T. J.; DAUM, P.H.; DELANY, A.C.; GREENBERG, J. P.; ZIMMERMANN, P.R.; BOATMAN, J.F.; RAY, J. D.; STEDTMAN, D.H.: Thunderstorms: An Important Mechanism in the Transport of Air Pollutants. Science 235 (1987), p. 460-465.

ROUX, F.; TESTUD, J.; PAYEN, M.; PINTY, B.: West African Squall-Line Thermodynamic Structure Retrieved from Dual-Doppler Radar Observations. J. Atmos. Sci. 41 (1984), p. 3104-3121.

SCHEIDGEN, P.; LAUBE, M.: The Simulation of a West African Squall-Line. Second International Cloud Modelling Workshop Toulouse (1988), in press.

DEPOSITIONSGESCHWINDIGKEITEN VON SPURENSTOFFEN IM EURAD-MODELL: EINFLUSS METEOROLOGISCHER BEDINGUNGEN

A. Ebel, H. Hass, H.J. Jakobs, M. Memmesheimer, N. Mölders

Institut für Geophysik und Meteorologie der
Universität zu Köln, 5000 Köln 41

1 PARAMETRISIERUNG TROCKENER DEPOSITION

Ein verbreitetes Konzept zur parametrisierten Beschreibung der trockenen Deposition an der Erdoberfläche ist die Definition einer Depositionsgeschwindigkeit mit Hilfe der Beziehung

$$F = -V_D(z) \cdot C(z) \quad (1)$$

für horizontal homogene Bedingungen, wobei F den vertikalen Massenfluß eines Fremdstoffes in der ABL (atmospheric boundary layer), $C(z)$ seine Konzentration in der Höhe z und $V_D(z)$ die so durch F und C bestimmte Depositionsgeschwindigkeit in eben dieser Höhe ist. F wird für die semi-empirische mathematische Behandlung gern als höhenunabhängig angenommen (Herbert und Kramm 1985). F und $C(z)$ und damit V_D sind abhängig von den physikalischen und chemischen Eigenschaften der transportierten Substanzen, von den meteorologischen Bedingungen in der ABL und vom physikalischen, chemischen und biologischen Zustand der unteren Begrenzungsfläche der Atmosphäre. V_D wird mit einem Widerstandsansatz parametrisiert:

$$r = \frac{1}{V_D} = r_a + r_b + r_s \quad (2)$$

r_a ist der aerodynamische Widerstand für eine Schicht bis etwa 50 m Höhe (Löbel 1988) und sein Kehrwert die Transfergeschwindigkeit. r_b ist der vorwiegend durch molekulare Diffusion in einem dünnen Oberflächenfilm geprägte Widerstand und r_s ein stoffspezifischer durch die Oberflächeneigenschaften bestimmter Widerstand. Implikationen des Ansatzes werden z.B. von Herbert und Kramm (1985), Löbel (1988), Walcek u.a. (1986), Walcek und Chang (1987) diskutiert. In dieser Studie wird der Einfluß meteorologischer Prozesse auf V_D mit Hilfe von Glg.

(2) abgeschätzt. Dies geschieht mit einem Mesoscale- α -Modell für Chemie und Transport (CTM), das von der RADM-Gruppe (Chang u.a. 1987) entwickelt wurde und in modifizierter Form für das Europäische Ausbreitungs- und Depositionsmodell (EURAD) verwendet wird.

2 DEPOSITIONSGESCHWINDIGKEIT IM MODELL

Das CTM kann mit unterschiedlicher horizontaler Auflösung angewendet werden, und zwar mit Gitterpunktabständen von ca. 20-80 km. Die hier diskutierten Ergebnisse wurden mit einer Auflösung von 80 km gewonnen. Es wird ein σ -Koordinatensystem benutzt, wobei das oberste Niveau bei 100 hPa liegt. Das Modell enthält 15 Schichten. Die für die Berechnung von V_D benötigten Turbulenzparameter werden für eine Schicht bis etwa 30 m Höhe nach einer Methode bestimmt, die von Louis (1979) angegeben wurde.

Der aerodynamische Widerstand r_a wird als stoffunabhängig angenommen (Walcek u.a. 1986, Sheih u.a. 1979). Der Widerstand r_b in der Oberflächenschicht ist durch den gasspezifischen molekularen Diffusionskoeffizienten vom transportierten Stoff abhängig. Meist hat man $r_b \ll r_a$. Der Oberflächenwiderstand r_s ist der komplexeste und am schwierigsten zu bestimmende Parameter in Gleichung (1). Er ist in Abhängigkeit von Bodennutzungskategorien, Jahreszeit, Einstrahlung (bei trockenen Flächen) und Benetzung tabelliert (Walcek u.a. 1986).

Im Modell werden 13 Substanzen trocken deponiert. Deren Widerstände r_s werden proportional zu r_b für Schwefeldioxid angesetzt. Nur für HNO_3 wird r_s durchweg gleich null gesetzt. Zu den anderen depo-

nierten Stoffen gehören O_3 , $HCHO$, NO_x , H_2O_2 und weitere Peroxide. Sulfatdeposition (SO_4^{2-}) wird mit einem besonderen Ansatz behandelt, wobei stabile, labile und extrem labile Bedingungen unterschieden werden und r_b als vernachlässigbar klein behandelt wird (Walcek u.a. 1986).

3 ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Meteorologische Einflüsse auf V_D spiegeln sich am deutlichsten in den Werten für HNO_3 und in den Ergebnissen für andere Stoffe über Wasserflächen wieder, da dann r_b null gesetzt wird und folglich $V_D = (r_a + r_b)^{-1}$ ist. V_D ist damit vorwiegend geprägt durch die meteorologischen Größen u_* (Schubspannungsgeschwindigkeit), R_b (Bulk-Richardsonzahl), z_0 (Rauigkeitslänge) und L (Monin-Obuchow-Stabilitätslänge), die durch Wind und potentielle Temperatur der beiden unteren Modellflächen parametrisiert sind oder im Fall von z_0 durch Landnutzungskategorien vorgeschrieben werden.

Das Modell liefert am Tage über Land bei Niederschlagsfreiheit Werte der Größenordnung cm/s für HNO_3 und um $0.5 cm/s$ für SO_2 , in recht guter Übereinstimmung mit Messungen (Löbel 1988). Nachts ist V_D bei ruhiger Wetterlage um eine Größenordnung kleiner. Dies ist eine Folge erhöhter Stabilität der Schichtung (im Fall von HNO_3) und stärkeren Oberflächenwiderstandes (im Fall von SO_2). Simulationsläufe für unterschiedliche Wetterlagen zeigen, daß trockene SO_2 -Deposition wegen ihrer Abhängigkeit von der Oberflächenbenetzung in Schön- und Schlechtwetterperioden mit signifikant unterschiedlicher Effizienz erfolgt. Untersuchungen von Wetterlagen mit konvektiven Niederschlägen im Osten der USA haben gezeigt, daß über größeren Regionen etwa je ein Drittel der SO_2 -Emissionen trocken deponiert, ausgewaschen und aus dem Untersuchungsgebiet heraus transportiert wird (Chang 1988).

Trockene Deposition erweist sich damit als ein wichtiger Senkenprozeß, der in Chemie-Transport-Modellen der Realität möglichst gut angenähert werden muß. Weitere Arbeiten zur Verbesserung und Validierung des V_D -Ansatzes in EURAD sind geplant.

LITERATUR

- CHANG, J. S.: Persönliche Mitteilung. RADM-Projekt, 1988
- CHANG, J. S.; BROST, R. A.; ISAKSEN, I. S. A.; MADRONICH, S.; MIDDLETON, P.; STOCKWELL, W. R.; WALCEK, C. J.: A Three-Dimensional Eulerian Acid Deposition Model: Physical Concepts and Formulation. *J. Geophys. Res.*, 92 (1987), 14681-14700.
- HERBERT, F.; KRAMM, G.: Trockene Deposition reaktionsträger Substanzen, beschrieben mit einem diagnostischen Simulationsmodell der bodennahen Luftschicht. In "Atmosphärische Spurenstoffe und ihr physikalisch-chemisches Verhalten", Herausg. H. Becker und J. Löbel, Springer-Verlag; S. 190-209, 1985.
- LÖBEL, J.: Trockene Deposition. In "Stadtklima und Luftreinhaltung", Herausg. VDI-Kommission Reinhaltung der Luft, Springer-Verlag; S. 250-260, 1988.
- LOUIS, J. F.: A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary Layer Meteor.* 17 (1979), 187-207.
- SHEIH, C. M.; WESELY, M. L.; HICKS, B. B.: Estimated dry deposition velocities of Sulfur over the eastern United States and surrounding regions. *Atmos. Environm.* 13 (1979), 1361-1368.
- WALCEK, C. J.; CHANG, J. S.: A theoretical assessment of pollutant deposition to individual land types during a regional-scale acid deposition episode. *Atmos. Environm.* 21 (1987), 1107-1113.
- WALCEK, C. J.; BROST, R. A.; CHANG, J. S.; WESELY, M. L.: SO_2 , sulfate and HNO_3 deposition velocities computed using regional land use and meteorological data. *Atmos. Environm.* 20 (1986), 949-964.

Thematische Karten haben in der Meteorologie bereits sehr früh große Bedeutung erlangt und waren von Beginn an Forschungs- und Darstellungsmittel zugleich. Die räumliche Verteilung eines Klimaelementes kann mit ihrer Hilfe in überschaubarer Form wiedergegeben werden.

Derzeit wird an einer anwendungsorientierten Klimatographie für den Raum Wien (AUER et al., 1989) gearbeitet. Neben den durch Tabellen erzielten punktuellen Aussagen wird auf die Darstellung der Feldverteilung der Klimaelemente Temperatur und Niederschlag besonderer Wert gelegt, um Angaben über die räumlichen Zusammenhänge anwendergerecht vorlegen zu können. Entsprechend den Anforderungen aus Technik und Wirtschaft werden nicht nur Karten der mittleren Verhältnisse entworfen, sondern auch extreme Tages- und Jahreswerte flächendeckend dargestellt.

Im Rahmen der Posterausstellung werden folgende Klimakarten gezeigt: mittlere Jahressumme der Niederschlagsmenge, Niederschlagssumme eines trockenen und feuchten Jahres (5%- bzw. 95%-Perzentil), mittlere Jahressumme der Neuschneemenge, Neuschneesumme eines schneearmen und schneereichen Winters (5%- bzw. 95%-Perzentil), Häufigkeit von Starkschneefällen.

Die Karten werden, um die Überschaubarkeit zu erhöhen, im 5 Farben-Offsetdruck-Verfahren hergestellt, der Maßstab beträgt 1 : 100 000 bzw. 1 : 200 000.

Datengrundlage sind die täglich um 7 Uhr früh durchgeführten Niederschlags- und Schneemessungen, Beobachtungsperiode ist 1951 bis 1980. Die Stationswahl erfolgte (nach Möglichkeit) so, daß repräsentative Aussagen für die einzelnen Klimaregionen Wiens (Wienerwaldraum, Stadtzentrum, Ebene im Osten) gewährleistet sind.

Das Klimaelement Niederschlag wird durch die orographischen Gegebenheiten stark beeinflusst. Das Ausmaß der Beeinflussung im mesoskaligen Bereich aber kann im konkreten Fall nicht nach allgemeinen Gesichtspunkten quantitativ beurteilt werden. Deshalb mußte für Wien, das am Rand der Ausläufer der Ostalpen liegt und mit seinen westlichen Bezirken noch bis auf die Wienerwaldhöhen (Erhebungen bis rund 550 m) hinaufreicht, vor dem Kartenentwurf die Änderung der Niederschlagsmenge mit der Höhe analysiert werden. In Abb. 1 wird als Beispiel die Höhenverteilung der Jahresniederschlagsmenge im Wienerwald, ermittelt an Hand von 22 Stationen, dargestellt. Zum Vergleich wurde auch die Regressionsgerade aus dem Raum Kleine Karpaten gezeichnet.

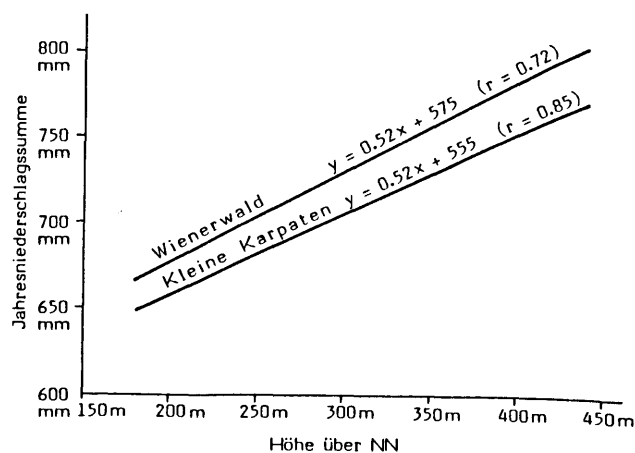


Abb. 1: Höhenabhängigkeit der Jahresniederschlagssumme im Wienerwald und in den Kleinen Karpaten (BÖHM, 1979)

Die lineare Seehöhen-Abhängigkeit der Schneeverteilung ist naturgemäß augenfällig. In Abb. 2 wird die durchschnittliche Beziehung zwischen der Seehöhe und der Jahressumme der Neuschneehöhen bzw. der Schneedeckentage graphisch angegeben. Man erkennt besonders bei dem Neuschneepara-

meter den überaus starken linearen Zusammenhang mit der Höhe, der durch eine Gerade ausgeglichen werden kann. Bei länger andauernder Schneedeckenperioden treten vor allem im Hangbereich kleinklimatische Strukturen auf, die durch die verschiedenartige Exposition der Schneedecke zur Sonne hervorgerufen werden. Die etwas unschärfere Korrelation bestätigt diese Tatsache.

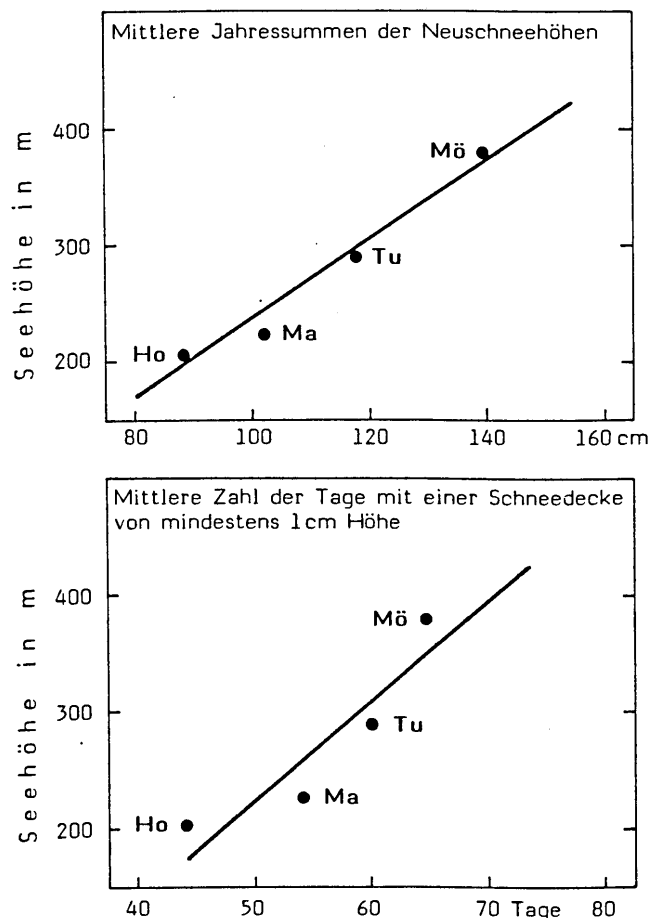


Abb. 2: Höhenabhängigkeit zweier Schneeparameter im Wienerwaldrelief außerhalb des urban beeinflussten Gebietes (MOHNL, 1989). Meßstellen: Mödihütte-380m, Tullnerbach-290m, Mariabrunn-226m, Hohe Warte-202m.

Bei der Konstruktion der Klimakarten im Wienerwaldrelief wurden die Höhenabhängigkeiten eingearbeitet, indem die Führung der Isolinie des jeweiligen Niederschlags- oder Schneeparameters den Höhenschichtlinien soweit angepaßt wurde, wie es mit den Werten an den einzelnen Meßstellen vereinbart werden konnte. Hinsichtlich des Schnees wurden allerdings kleinklimatische Muster an windexponierten Stellen wie Geländekanten oder Hügelkuppen bzw. Nord-Südhangunterschiede, wo

die Verhältnisse doch sehr abweichen können, nicht gemacht, da Vergleichsmessungen fehlen. In der Führung der Isochionen wurde die stärkere Höhenabhängigkeit des Schnees im Vergleich zum Gesamtniederschlag berücksichtigt.

In den ausgestellten Klimakarten sind klare regionale Differenzierungen in der Niederschlags- und Schneeverteilung zu erkennen. Niederschläge dominieren im Raum Wien bei Strömungsrichtungen Nordwest bis Südwest. Da die Wienerwald-Hügelketten etwa normal zu diesen Windrichtungen ausgerichtet sind, kommt trotz ihrer eher bescheidenen Vertikalerstreckung eine deutliche Stauwirkung zustande. Im Bereich der stärksten Reliefgliederung werden Niederschlagsmengen um 800 mm pro Normaljahr gemessen. In den Ebenen im Südosten und Osten des Stadtzentrums hingegen sind Mengen um 550 mm der Jahresdurchschnitt. Am Nordwestrand des Wienerwaldes liegt in vergleichbarer Höhenlage durch den Stau effekt der Isohyetenwert um ca. 25 mm über jenem am Ostrand. Hinsichtlich des festen Niederschlags prägt neben dem Stau effekt auch die Temperaturabnahme mit der Höhe die Verhältnisse, im Stadtbereich kommt die Wirkung der Wärmeinsel als gestaltender Faktor hinzu. Während im Stadtzentrum im Normalwinter die Summe der Neuschneehöhen rund 50 cm beträgt, kann in den Kammlagen des Wienerwaldes mit etwa 130 bis 150 cm pro Durchschnittswinter gerechnet werden.

Neben den vorgestellten Klimakarten wurden in der Klimatographie von Wien weitere Niederschlagsparameter, insbesondere über die Häufigkeit vorgegebener Tagesmengen, zur Darstellung gebracht.

AUER, I.: Mesoskalige Niederschlagstrenduntersuchungen im Raum Wienerwald, Wien und Marchfeld. Wetter und Leben, 39, 186-198, Wien, 1987.

AUER, I.; BÖHM, R.; MOHNL, H.: Das Klima von Wien - Eine anwendungsorientierte Klimatographie. Wien, 1989 (im Druck).

BÖHM, R.: unveröffentlichtes Material, 1979.

MOHNL, H.: Neuschnee im Raum Wien. Wetter und Leben, Jg. 41, 1989 (im Druck).

1 EINLEITUNG

Bekanntlich ist der erste Schritt zur Klärung eines Problems der atmosphärischen Dynamik meistens mit der Linearisierung der Advektionsterme in den unterlegten Bewegungsgleichungen verbunden. Eine Erweiterung der linearen Problemlösung auf schwach nichtlineare Fälle wird hier zum ersten Schritt hinzugerechnet, da sich lineare Haupt-Charakteristiken auf die erweiterte Lösung vererben. Obwohl die Einschränkungen für die lineare Theorie wohlbekannt sind, werden doch deren Hauptresultate recht extensiv angewendet, denn der Zugang zu echt nichtlinearen und trotzdem durchschaubaren Problemlösungen gelingt nur in seltenen Fällen und dann auch nur unter starken Vereinfachungen. Skalenwechselwirkungen sind deshalb, obwohl sehr interessant, erst mit bescheidenem Erfolg bearbeitet worden.

Es kommt ein zweites hinzu: War man anfangs mit der linearen Theorie wegen der anscheinend plausiblen Resultate recht zufrieden, so nimmt jüngst die gut fundierte Kritik an der Anwendbarkeit ihrer Kernaussagen für die atmo-

sphärische Dynamik rapide zu. Hier wird an 4 Beispielen von weithin akzeptierten und kolportierten Ergebnissen der linearen Theorie aufgezeigt, wie schwach diese Argumentationsführung angesichts der Gegenüberstellung von entsprechenden, aber z.T. qualitativ andersartigen nichtlinearen Resultaten ist, wenn die Voraussetzungen zur Linearität schon recht strapaziert sind. Man beachte dabei, daß bequem nachweisbare Störungen der Grundströmung eigentlich schon dem nichtlinearen Regime zugehören.

2 BEREICH DES NICHTLINEAREN REGIMES IM WELLENZAHLRAUM

Skalenanalysen sagen den sehr langen zonalen Anteilen der dem Zonalmittel überlagerten Störungen (z.B. zonale Wellenzahlen $m=1,2$) die relative Bedeutungslosigkeit nichtlinearer Wechselwirkungen gegenüber dem (linearen) β -Effekt nach. Dies ist auch der Kern der geostrophischen Strömung 2.ter Art von Phillips (1963) und weiter der Hintergrund für die zwei Wellenzahlraum-Regimes nach Rhines (1975). Demnach neigen die Spektralanteile mit

größerer als die Wellenlänge $2\pi f 2U/\beta$ eher zur identifizierbaren Wellenausbreitung, während die Anteile mit kleinerer Wellenlänge eher an den nichtlinearen Energie- und Enstrophie-Kaskaden teilhaben. Zudem verringert nach der linearen Theorie der β -Term die baroklinen Energieumwandlungen über die Beeinflussung der Phasen von Druck- und Temperaturwellenkomponenten, wenn er auch keinen direkten Anteil am Energiebudget hat. Man erwartet also, daß relativ zu kürzeren Skalen die ultralangenen Wellen stark gedämpfte barokline Energiekonversionen und schwachen nichtlinearen Energieaustausch insbesondere mit kurzen Wellen (Kaskadenanteil) zeigen. Nach einer statistischen Analyse der troposphärischen Verhältnisse über 10 Jahre wird diese Vermutung nicht unterstützt. Die Skalenwechselwirkung zwischen ultra-langen und kurzen Wellen ist bedeutsam und die Wellen $m=1,2$ sehr wohl in der nichtlinearen Kaskade vertreten. In detailreicheren Analysen (Ahlquist 1982) haben nur meridionale Moden von $m=1,2,3$ mit den allerlängsten "Wellenlängen" einen ausgeprägten Hang zu Episoden mit linearer Wellenausbreitung. Diese Wellenmoden mal ausgenommen, erstreckt sich das nichtlineare (Kaskaden-)Regime auf alle Skalen der Strömung, abweichend von der üblichen summarischen Zu-

rechnung von $m=1,2,3$ zum (linearen) Ausbreitungsregime nach Rhines (1975).

3 WELLENAUSBREITUNG

Lineare Wellenausbreitungs-Ansätze sind oft gebrauchte Beschreibungsmuster für langperiodischen Störungen eines Grundzustandes. Mittlerweile gibt es kritische Verifikationsstudien zur Ausbreitung langperiodisch angefachter Störungen (Egger 1988), wobei der 'Grundstrom' realistischerweise einem turbulenten, schnellfluktuierenden Feld entspricht und damit den Voraussetzungen der linearen Theorie nicht mehr genügt. Es zeigt sich, daß die Beschreibung der Ausbreitung von forcierten Wellen in geordneten Wellenzügen wegen der intensiven Skalenwechselwirkung in unterschiedlichem Ausmaße fragwürdig wird. Die Details dieser Studien sind interessant.

4 STATIONÄRE RESPONSE-THEORIEN

Bisher wurde die lineare Antwort auf stationäre Forcierungen untersucht und ihre lokale Struktur leider gerne mit den beobachteten Zeitmittelwellen verglichen (siehe aber die Größe der zeitlichen Reynolds-Streß-Terme, angedeutet in den Abschnitten 2,3). Bei nicht zu starker Forcierung, kann zwar die lineare Lösung des Response-Pro-

blems recht nahe an einem möglichen Fixpunkt der unterlegten Gleichungen sein. Trotzdem ist das Zeitmittel der Zustandspunkt-Trajektorie aufgrund der Instabilität dieses Fixpunktes (und möglicher anderer) eine schlechte Näherung und vice versa. Qualitativ neu bei nichtlinearen Erweiterungen ist die Möglichkeit mehrerer gleichzeitiger Fixpunkte, welche am Beispiel einer Turbulenzparametrisierung gezeigt wird. Viel interessanter sind jedoch Gebiete im Phasenraum, die eine größere Persistenz als andere Phasen-Regionen aufweisen. Sie sind deshalb interessanter als Zeitmittel und Fixpunkte, weil sie womöglich Zustände von koexistierenden kleinskaligen Störungen und großräumigeren, viel langsamer fluktuierenden Wirbeln (z.B. blockierende Hochs) markieren. Auch hier ist die Skalenkopplung erst an wenigen Beispielen studiert worden (Shutts, 1986) und im Detail sehr interessant.

5 BAROKLINE INSTABILITÄT

Es mehren sich die kritischen Stimmen, welche die traditionellen Aussagen der baroklinen Instabilität (zu Recht) in Zweifel ziehen (Farrell 1985). Die Wachstumsraten der instabilsten Moden sind stark überschätzt (wegen der bodennahen Struktur und ihrer Anfälligkeit für Bodenreibung) und ihre Ver-

tikalstruktur ist gemessen an Beobachtungen viel zu bodennah. Außerdem kann selbst ein gedämpfter Mode bei geeigneter Anfangskonfiguration kurzzeitig viel höhere 'Wachstumsraten' aufweisen, als der instabilste Mode (Farrell, 1985). Wenn aber schon das Instabilitätsproblem als Anfangswertproblem gesehen werden muß, ist eine echte nichtlineare Erweiterung des Formalismus (Schilling, 1984) angezeigt. Ausgehend von der nichtlinearen analytischen Basislösung zeigen einfache numerische Erweiterungen überraschende und gut zu interpretierende Effekte bei gleichzeitiger Instabilität zweier nichtlinear wechselwirkenden Störungen aus verschiedenen Skalenbereichen.

REFERENZEN

- Ahlquist, I.E., 1982: Normal mode global Rossby waves: Theory and observations. *J. Atm. Sci.* 39, 193-202.
- Egger, J., 1988: Forced Rossby waves in observed background flows, *J. Atm. Sci.* 45, 2176-2186.
- Farrell, B., 1985: Transient growth of damped baroclinic waves. *J. Atm. Sci.* 42, 2718-2727.
- Phillips, N. A., 1963: Geostrophic motion, *Rev. Geoph.* 1, 123-176.
- Rhines, P. B., 1975: Waves and turbulence on a β -plane. *J. Fluid M.* 69, 417-443.
- Schilling, H.-D., 1984: Baroclinic instability of ultralong waves, II: Nonlinear baroclinic outburst episodes. *Contr. Atm. Phys.*, 57, 150-168.
- Shutts, G. J., 1986: A case study of eddy forcing during an Atlantic blocking episode. *Adv. Geoph.* 29, 125-161.

Jürgen Willebrand

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel, D-2300 Kiel 1

Nichtlineare Vorgänge beeinflussen die mittlere Zirkulation des Ozeans sowie deren Variabilität auf vielfältige Weise. In den Bewegungsgleichungen treten 3 verschiedene Typen von Nichtlinearitäten auf, nämlich i) durch Advektion von Impuls, Wärme und Salz, ii) durch die thermodynamische Zustandsgleichung, und iii) bei der Parametrisierung subskaliger Prozesse. Es wird eine Übersicht über einige wichtige Konsequenzen dieser Nichtlinearitäten gegeben, wobei die Modellierung im Vordergrund steht.

1) Advektive Nichtlinearität

Die Verteilung von Temperatur und Salzgehalt (und damit auch der Dichte) im Ozean ist ausserhalb von Grenzschichten im wesentlichen advektiv bestimmt, wobei das Strömungsfeld geostrophisch mit der Dichte verknüpft ist. Die Bestimmung der Dichteverteilung ist daher ein fundamental nichtlineares Problem, dessen advektiver Charakter sich besonders in der ozeanischen Hauptsprungschicht manifestiert und dort zu Regionen mit ganz unterschiedlicher Dynamik führt. Im östlichen Teil der subtropischen Wirbel überwiegt die Ventilation aus der Deckschicht, mit entlang der Stromlinien konstanter potentieller Vorticity. Dort treten auch unventilierte Regionen (sog. "Schattenzonen") auf. Im westlichen Teil herrscht dagegen Rezirkulation auf nahezu geschlossenen Stromlinien vor, und es kommt zur Homogenisierung der potentiellen Vorticity.

Die Verbindung von unterschiedlichen atmosphärischen Flußbedingungen mit der Advektion von Wärme und Salz führt zu einem positiven Rückkopplungsmechanismus, dessen Bedeutung erst in den letzten Jahren erkannt worden ist. Als dessen Folge ergeben sich (bei gleichen Randbedingungen) verschiedene Gleichgewichtszustände der globalen thermohalinen Tiefenzirkulation, die wegen ihres unterschiedlichen Wärmetransports von großer Wichtigkeit für Klimaänderungen sein können (MAROTZKE et al., 1988).

Die Advektion von Impuls (bzw. Vorticity) und Dichte bedingt daneben analog zur atmosphärischen Zirkulation barokline und barotrope Instabilitätsprozesse. Die hierdurch erzeugten Wirbel haben einen großen Einfluß auf die Dynamik der westlichen Randströme.

2) Nichtlinearität der Zustandsgleichung

Die Vermischung von Wassermassen gleicher Dichte aber unterschiedlicher Temperatur und Salzgehalts führt zur Bildung von Wasser höherer Dichte. In Regionen starker Salzgehaltsgradienten, z.B. im Ausstrombereich des Mittelmeerwassers, kann dieser Vorgang die Zirkulation beeinflussen, wie an Hand neuerer Modellergebnisse diskutiert wird.

3) Nichtlinearität durch subskalige Prozesse

Der am offenkundigsten nichtlineare Aspekt bei der Parametrisierung von Zirkulationsmodellen ist die konvektive Vermischung, die

nur bei statisch instabiler Dichteschichtung erfolgt. Dies hat zur Folge, daß in höheren Breiten nicht Mittelwerte, sondern Extremwerte der durch die Atmosphäre geprägten Randbedingungen für den mittleren Zustand des Ozeans entscheidend sind. Daneben ist die konvektive Vermischung eine Quelle von Variabilität, und kann in der Deckschicht auch organisierte Oszillationen hervorrufen, wie sich aus neueren Modellergebnissen ergeben hat. Weitere wichtige Nichtlinearitäten treten auf bei korrekter Berücksichtigung der isopyknischen Vermischung sowie durch schichtungsabhängige Parametrisierung der diapynischen Vermischung, wie sie durch Mikrostrukturuntersuchungen nahegelegt wird.

LITERATUR

MAROTZKE, J., P. WELANDER and J. WILLEBRAND, 1988: Instability and multiple steady states in a meridional-plane model of the thermohaline circulation. *Tellus* 40A, 162-172.

Hans-Joachim Lange

FU Berlin, Institut für Geophysikalische Wissenschaften, Theoretische Meteorologie

1. QUASISTATIONÄRE ZUSTÄNDE IM FLACHWASSERMODELL

Zahlreiche theoretische Untersuchungen und numerische Experimente zeigen, daß planetarische Wellen mit der globalen Wellenzahl 8 ihre kinetische Energie an den zonalen Grundstrom abgeben (z.B. Hoskins (1973)). Dabei wird je nach der Ausgangslage die Energie auf unterschiedliche Weise über die Breiten verteilt. Dunst und Roeckner (1975) fanden quasistationäre Endzustände mit Westwindmaxima in Äquatornähe, falls die Stärke des Zonalstroms im Anfangsfeld dem 0.7-fachen des entsprechenden Wertes von Phillips (1959) entspricht. Für die Zonalstromfaktoren 0.25 und 0 dagegen fanden sie Westwindmaxima nördlich von 30 N.

Alle Experimente aller Autoren ergaben einen Zusammenbruch der Welle nach spätestens 5 Tagen. Lange (1985) zeigte jedoch mit Hilfe eines sphärischen Flachwassermodells, daß sich die Zeitspanne bis zur Zonalisierung um mehr als das Doppelte verlängert, wenn der Zonalstromfaktor in einem Zweipromill-Intervall um den 'kritischen' Wert 0.398 liegt. Ferner ergaben sich qualitativ gleiche Endverteilungen für alle größeren bzw. kleineren Zonalstromfaktoren. Diese entsprachen den beiden Verteilungstypen von Dunst und Roeckner.

Inzwischen wurden diese Experimente mit der doppelten zonalen Gitterauflösung wiederholt. Bild 1 veranschaulicht das Ergebnis. Es zeigt Meridionalprofile des Zonalwindes für alle Zonalstromfaktoren zwischen 0 und 1 im Abstand 0.05. Bis zum Faktor 0.25 unterscheiden sich die Profile in der Weise, daß nur der allgemeine Westwindzuwachs von jeweils 5% zu sehen ist, ohne daß sich die qualitative Verteilung mit Maximum bei 35N ändert. Beim Faktor 0.3 gibt es eine sprunghafte, qualitative Änderung. Es entsteht die zweite Art der Verteilung, die bis zum Faktor 1.0 erhalten bleibt. Hätte man in jeder Breite den Zonalstrom des Anfangszustandes abgezogen, so wäre der jeweilige Zuwachs von 5% eliminiert worden. Die Endverteilung bliebe dann normalerweise stehen und hätte nur einmal einen Sprung gemacht.

Durch entsprechende Experimente mit geringeren Variationen des Zonalstromfaktors konnte der "kritische Parameterbereich" auf das Intervall 0.283 ... 0.286 eingekreist werden. Bei Zonalströmen in diesem Bereich gibt es Übergangsformen der Verteilung, und die Lebensdauer der Welle verlängert sich drastisch. Die Resultate von Lange (1985) wurden also bestätigt, nur verschob sich durch die höhere Auflösung der "kritische Parameterbereich" auf einen kleineren Wert. Diese Verschiebung läßt Hoskins Theorie durchaus zu, da mehr Oberwellen aufgelöst werden.

In einem 18-dimensionalen Zustandsraum, dessen Achsen aus den 18 Zonalmittelwerten von Bild 1 gebildet werden, gehört jeder Zustand der Flachwasseratmosphäre zu einem Punkt in diesem Raum. Die dynamische Entwicklung des Systems definiert eine Trajektorie dieses Zustandspunktes. Zwei Anfangsbedingungen, die sich durch einen Zonalstrom-

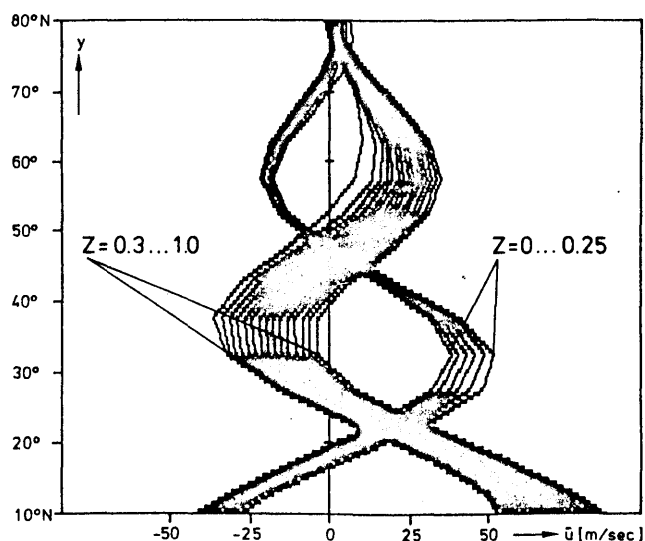


Bild 1: Verteilung des mittleren Zonalwindes nach 10 Tagen. Prognose bei unterschiedlichen Zonalstromfaktoren

faktor von einem Prozent unterscheiden, nehmen in diesem Zustandsraum nahezu den gleichen Punkt ein. Auch die zugehörigen Zustands-Trajektorien sind normalerweise ähnlich. Wenn aber die beiden Zonalstromfaktoren "zufällig" die Werte 0.28 und 0.29 haben, unterscheiden sich die Endzustände nach der Zonalisierung ganz erheblich: die Trajektorien divergieren, ganz ähnlich, wie man es von Zustandstrajektorien im Lorenz-Attraktor kennt.

Der Lorenz-Attraktor ist jedoch ein schlechtes Beispiel, denn er beschreibt stark dissipative Systeme, während das Flachwassermodell von der Physik her reibungsfrei ist. Um geeignetere Analogien zu Phasenraumdarstellungen von Systemen mit wenig Freiheitsgraden aufzeigen zu können, soll zunächst die konservative Henon-Iteration (Henon (1969)) vorgestellt werden. Da im Flachwassermodell numerische Filterungen vorgenommen werden, die als sehr schwache Reibung gedeutet werden können, soll anschließend auch in das Henonsystem eine vergleichbare "sehr schwache Dissipation" eingebaut werden.

2. DAS KONSERVATIVE HENON - SYSTEM

Die Henongleichungen

$$(1) \quad \begin{aligned} x_{n+1} &= a x_n - b y_n + b x_n^2 \\ y_{n+1} &= b x_n + a y_n - a x_n^2 \end{aligned} \quad \begin{aligned} a &= \cos \alpha \\ b &= \sin \alpha \end{aligned}$$

beschreiben ein konservatives nichtlineares physikalisches System mit zwei Freiheitsgraden. Das geschieht in der Weise, daß direkt die Auftreffpunkte der Zustandstrajektorien

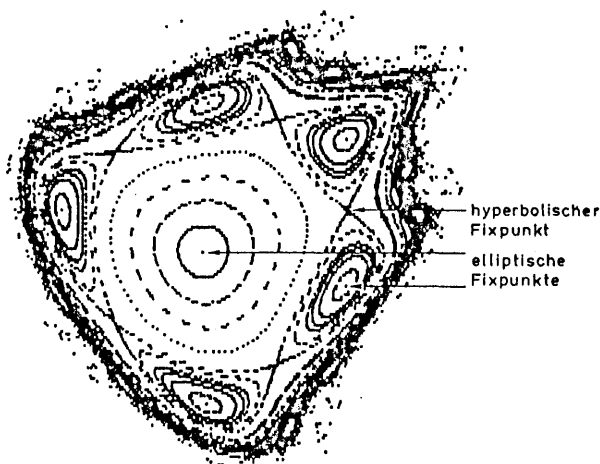


Bild 2: Henoniteration nach Gleichung (1) mit $\alpha = 76.11^\circ$

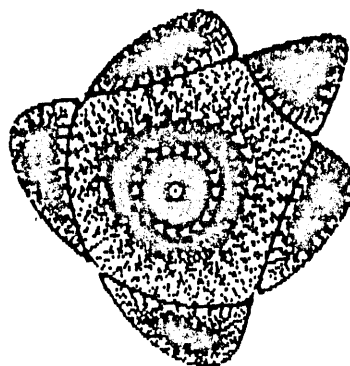


Bild 3: Henoniteration bei schwacher Dissipation

auf der Poincaréebene angegeben werden. Bild 2 zeigt das Ergebnis für verschiedene Startwerte. Der Startwert $(X/Y) = (0/0)$ ist nach Gleichung (1) ein Fixpunkt der Iteration, er entspricht in Bild 1 dem einzelnen Punkt im Zentrum. Hier liegt also der Ursprung des (nicht eingezeichneten) Koordinatensystems. Der innerste Kreis wird gebildet von den Auftreffpunkten einer Iteration, die mit einem Punkt im Abstand 0.1 vom inneren Fixpunkt startet. Dieser Kreis ist die Schnittlinie einer Energie-Torusoberfläche (des erlaubten Teilraumes des Phasenraumes) mit der Poincaréebene. Mit wachsender Energie (wachsendem Abstand vom inneren Fixpunkt) werden die Energietori deformiert, bleiben aber zunächst stabil. Der fünfte Torus spaltet sich jedoch auf und bildet Ausbuchtungen, welche Fixpunkte und Tori "zweiter Ordnung" enthalten. Bei noch größeren Startwerten der Iteration ergeben sich die äußeren chaotisch verteilten Punkte auf der Poincaréebene.

Das hier nur extrem knapp dargestellte Iterationsexperiment ist hervorragend dazu geeignet, die KAM-Theorie, den Fixpunktsatz von Birkhoff-Poincaré, die dynamische Selbstähnlichkeit, die Periodenvervielfachung und den Zusammenbruch des starken Kausalitätsprinzips zu veranschaulichen.

3. EIN SCHWACH DISSIPATIVES HENONSYSTEM

Die geschlossene Kurve in Bild 3 entsteht durch 5000 Iterationspunkte nach Gleichung (1) mit dem Startpunkt $(X/Y) = (0.485/0)$. Da die Punkte schon "dicht" liegen, hätten weitere Iterationsschritte das Bild nicht mehr verändert. Solche "invarianten Kurven" sind typisch für konservative Systeme, die noch nicht in Chaos übergegangen sind. Bild 3 zeigt zusätzlich die gleichen 5000 Iterationsschritte eines schwach dissipativen Systems.

Dieses wurde dadurch erhalten, daß die Iteration (1) mit $a = \cos(76.11)$, jedoch $b = \sin(76.0)$ durchgeführt wurde. Dadurch verringert sich die Jacobideterminante, die die Phasenfläche beschreibt, von 1 auf 0,999. Kontrahierende Phasenflächen entsprechen jedoch einer Dissipation. Obwohl der Startwert der gleiche ist, liegen die Punkte nicht mehr auf einer invarianten Kurve, sondern sie wandern zum mittleren elliptischen Fixpunkt. Verändert man den Startwert auf $x=0.486$, (nur ein Promill Änderung), so werden die in den "Inseln" liegenden Fixpunkte 2. Ordnung zu Attraktoren.

4. DISKUSSION

Obwohl ein Flachwassermodell ein System mit vielen Freiheitsgraden ist, sind Analogien vorhanden zum hier konstruierten "schwach dissipativen Henonsystem" mit zwei Freiheitsgraden (nicht zu verwechseln mit dem bekannten "Henon-Attraktor"). In beiden Fällen haben normalerweise ähnliche Ursachen auch ähnliche Wirkungen, nicht aber, wenn die Startwerte beiderseitig eines kritischen Wertes liegen. Als Separatrix wirkt bei der Flachwasseratmosphäre eine bestimmte Stärke des zonalen Grundstromes, beim Henonsystems ein bestimmter Abstand vom Fixpunkt niedrigster Ordnung. Beide Startbedingungen sind mit einer Energievorgabe für das jeweilige System verbunden.

Bei zu starker Energievorgabe zeigt auch das schwach dissipative Henonsystem chaotisches Verhalten (ähnlich wie in Bild 2). Mit dem Flachwassermodell wurden (über Bild 1 hinausgehend) Experimente bis zum Zonalstromfaktor 4.0 durchgeführt. Bei noch größeren Anfangsenergien wurde das Modell instabil. Es ist schwer zu entscheiden, ob es sich hier um eine Instabilität des numerischen Verfahrens handelt, oder ob sich hier, wie im Henonsystem, ein im System selbst liegendes chaotisches Verhalten äußert.

LITERATUR

- DUNST, M.; ROECKNER, E.: A numerical investigation of the connexion between two - dimensional momentum transfer and jetstream formation. Pageoph 113 (1975), S. 549-559
- HENON, M.: Numerical study of quadratic area-preserving mappings. Q. Appl. Math. 27 (1969), S. 219-312
- HOSKINS, B. J.: Stability of the Rossby - Haurwitz wave. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 99 (1973), S. 723-745
- LANGE, H. J.: Numerical simulation of generalized Ekman pumping. Part II: Energetics and some aspects of synergetics. Beitr. Phys. Atm. 58 (1985), S. 326-345
- Phillips, N. A.: Numerical integration of the primitive equations on the hemisphere. Mon. Wea. Rev. 87 (1959), S. 333-345.

Untersuchungen der Ursache der Klimadrift gekoppelter Ozean-Atmosphären-Modelle

Frank Lunkeit und Robert Sausen
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
Bundesstraße 55, D-2000 Hamburg 13

1 Einleitung

Bei der Kopplung zweier Modelle der atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation zu einem Klimamodell stellt sich im allgemeinen heraus, daß das gekoppelte Modell in ein Klima driftet, welches weit vom beobachteten Klima entfernt ist. Diese Klimadrift tritt auch dann auf, wenn jedes Modell für sich in vielen numerischen Experimenten ausgetestet wurde und das beobachtete Klima befriedigend wiedergeben konnte. Mit der Flußkorrekturmethode kann diese Klimadrift verhindert werden (Sausen et al. 1988).

In dieser Arbeit wird anhand eines einfachen, nichtlinearen Ozean-Atmosphären-Modells die Ursache der Klimadrift und ihrer Verhinderung durch die Flußkorrekturmethode untersucht; hierzu wird die Tendenz der inneren Energie des Systems durch ein Potential dargestellt.

2 Das Modell

Das zur Untersuchung verwendete Modell ist ein einfaches, nichtlineares Ozean-Atmosphären-Modell mit zwei Freiheitsgraden. Die Atmosphäre und der Ozean werden durch ihre Temperaturen T_A und T_O beschrieben, welche sich aus folgenden Energiebilanzgleichungen berechnen.

$$C_A \frac{dT_A}{dt} = R_A - \lambda_A T_A + k(T_O - T_A) \quad (1)$$

$$C_O \frac{dT_O}{dt} = R_O - \lambda_O T_O - k(T_O - T_A) \quad (2)$$

Hierbei sind C_A und C_O die Wärmekapazitäten der Atmosphäre bzw. des Ozeans, R_A und R_O die solare Einstrahlung in das jeweilige System, $\lambda_A T_A$ und $\lambda_O T_O$ die linearisierte Ausstrahlung und $k(T_O - T_A)$ der Energiefluß vom Ozean in die Atmosphäre. Während R_A eine Konstante ist, ist R_O durch eine nichtlineare Funktion gegeben:

$$R_O(T_O) = \begin{cases} R_O^{(1)} & \text{für } T_O \leq T_O^{(1)} \\ R_O^{(1)} + f(T_O) & \text{für } T_O^{(1)} < T_O < T_O^{(2)} \\ R_O^{(2)} & \text{für } T_O^{(2)} \leq T_O \end{cases} \quad (3)$$

mit $f(T_O) = \frac{T_O - T_O^{(1)}}{T_O^{(2)} - T_O^{(1)}} (R_O^{(2)} - R_O^{(1)})$ und $R_O^{(2)} > R_O^{(1)}$ (Die numerischen Werte der Konstanten sind in Tab. 1 angegeben). Sowohl im ungekoppelten Fall (Atmosphäre und Ozean werden jeweils durch die

beobachteten Temperaturen T_O^m bzw. T_A^m angetrieben) als auch im gekoppelten Fall kann (1), (2) analytisch gelöst werden. In Abb. 1 sind die Gleichgewichtszustände der ungekoppelten Untersysteme als Funktion der (vorgeschriebenen) Temperatur des jeweils anderen Untersystems dargestellt. Der besseren Übersicht wegen wurden nicht T_A und T_O als Ordinate und Abzisse verwendet, sondern

$$T_M = \frac{T_A + T_O}{2} \quad \text{und} \quad T_D = T_O - T_A. \quad (4)$$

Wird das atmosphärische Modell mit der beobachteten Ozeantemperatur von $T_O^m = 288.00$ K angetrieben, so ergibt sich eine Gleichgewichtstemperatur von $T_A^u = 286.12$ K, welche nahe bei der beobachteten Atmosphärentemperatur von $T_A^m = 286.00$ K liegt. Ein analoges Ergebnis erhält man für den Ozean (für $T_A^m = 286.00$ K folgt $T_O^u = 288.20$ K). Der Schnittpunkt der Kurven $T_A^u(T_O^m)$ und $T_O^u(T_A^m)$ der ungekoppelten Untersysteme gibt den Gleichgewichtszustand des gekoppelten Systems wieder. Dieser liegt, bedingt durch die Nichtlinearität des Systems, weit entfernt von den beobachteten Größen bei $T_O = 297.94$ K und $T_A = 295.57$ K.

Parameter	Wert	
C_A	10^7	J/m ² K
C_O	10^8	J/m ² K
R_A	130	W/m ²
$R_O^{(1)}$	120	W/m ²
$R_O^{(2)}$	125	W/m ²
λ_A	0.52	W/m ² K
λ_O	0.34	W/m ² K
k	10	W/m ² K
$T_O^{(1)}$	290	K
$T_O^{(2)}$	295	K

Tabelle 1: Numerische Werte der Konstanten

3 Das Tendenzpotential

Die linke Seite der Gleichungen (1) und (2) beschreibt die Tendenz der inneren Energie des Systems. Da die Rotation des Vektors $(C_A \frac{dT_A}{dt}, C_O \frac{dT_O}{dt})$ bezüglich der Koordinaten T_A und T_O verschwindet, existiert ein Potential $\chi(T_A, T_O)$ derart, daß

$$\frac{\partial \chi}{\partial T_A} = -C_A \frac{dT_A}{dt} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \chi}{\partial T_O} = -C_O \frac{dT_O}{dt}. \quad (5)$$

Dieses Potential ist bis auf eine additive Konstante eindeutig bestimmt. Es läßt sich mittels eines Wegintegrals berechnen.

Die Extrema und Sattelpunkte des Potentials geben die Gleichgewichtslösungen des gekoppelten Systems wieder. Minima repräsentieren stabile, Maxima und Sattelpunkte instabile Lösungen. Die durchgezogenen Kurven in Abb. 1 sind Isolinien des Potentials für das gekoppelte Modell. Es gibt in diesem Beispiel nur ein Minimum des Potentials, welches die stabile Lösung des gekoppelten Modells wiedergibt.

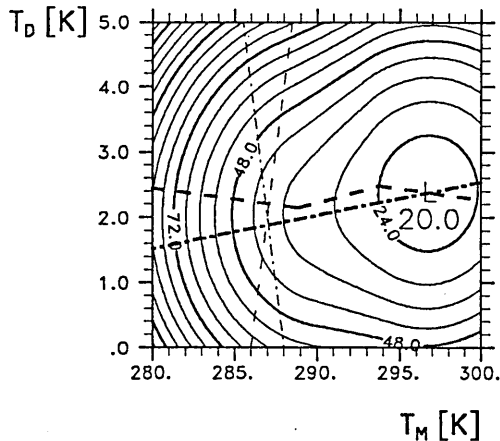


Abbildung 1: Gleichgewichtszustände der Atmosphäre (dicke strichpunktlierte Kurve) und des Ozeans (dicke strichlierte Kurve), beobachtete atmosphärische (dünne strichlierte Kurve) und ozeanische (dünne strichpunktlierte Kurve) Temperatur sowie Isolinien des Potentials (durchgezogene Kurven).

Im ungekoppelten Fall ist entweder $T_O = T_O^m$ oder $T_A = T_A^m$ fest vorgeschrieben. Das System kann sich in diesem Fall nur entlang der dünnen strichpunktlierten (Atmosphären-Modell) oder der dünnen strichlierten (Ozean-Modell) Linie bewegen. Die Minima des Potentials entlang dieser Querschnitte geben dann die Gleichgewichtslösungen der ungekoppelten Untersysteme wieder. Abb. 2 zeigt diese Querschnitte für die ungekoppelte Atmosphäre (linkes Bild) und den ungekoppelten Ozean (rechtes Bild). Da diese Minima nicht mit dem Minimum des Potentials im vollständigen (T_M, T_D) -Raum zusammenfallen, driftet das gekoppelte System in einen neuen Gleichgewichtszustand.

Fügt man eine konstante Flußkorrektur (Sausen et al. 1988)

$$\Delta F_A = -k (T_O^u - T_O^m) \quad (6)$$

$$\Delta F_O = k (T_A^u - T_A^m)$$

auf der rechten Seite des Gleichungssystems (1), (2) ein und modifiziert somit das Potential, so fällt

das neue Minium mit den Gleichgewichtslösungen der ungekoppelten Untersysteme zusammen (siehe Abb. 3). Das gekoppelte Modell driftet also nicht in ein neues Klima.

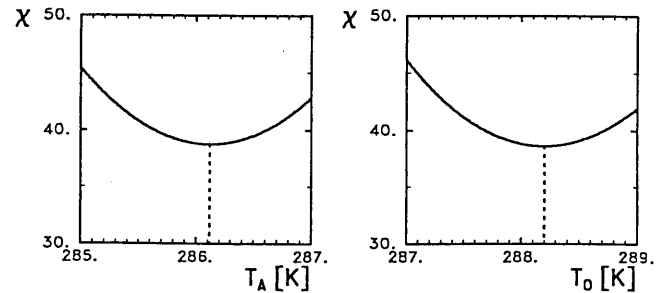


Abbildung 2: Schnitt durch das Potential für die ungekoppelte Atmosphäre (linkes Bild) und den ungekoppelten Ozean (rechtes Bild).

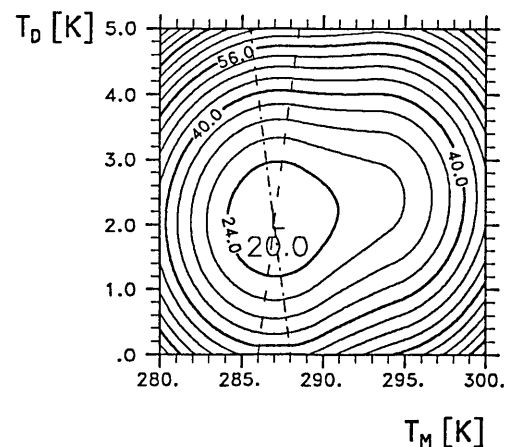


Abbildung 3: Isolinien des Potentials für das korrigierte Modell (durchgezogene Kurven) sowie beobachtete atmosphärische (dünne strichlierte Kurve) und ozeanische (dünne strichpunktlierte Kurve) Temperatur.

Literaturverzeichnis

- LUNKEIT, F., 1988: Die Flußkorrekturmethode für nichtlineare Box-Modelle. Diplomarbeit, Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg, 102 Seiten.
- SAUSEN, R. UND F. LUNKEIT, 1987: A flux correction method in non-linear atmosphere-ocean box-models. In: G. J. Boer (ed.), *Research activities in atmospheric and oceanic modelling, Report No. 10, WMO/TD - No 200*, S. 8.15-8.17.
- SAUSEN, R., K. BARTHEL UND K. HASSELMANN, 1988: Coupled ocean-atmosphere models with flux correction. *Climate Dynamics* 2, S. 145-163.

J. Steppeler, ECMWF
Shinfield Park, Reading, UK

1 LOW ORDER STATES AND GALERKIN

PROJECTIONS

The observed atmospheric state $\psi^o(t, \underline{r})$ or the state $\psi^c(t, \underline{r})$ computed by a general circulation model consist of fields involving many degrees of freedom. A low order state $\psi^l(t, \underline{r})$ is defined as a linear combination of basis functions ψ_v .

$$\psi^l(\underline{r}, t) = \sum_{v=1}^N A_v(t) \psi_v(\underline{r}) \quad (1)$$

N is called the truncation or order of the system, and $A_v(t)$ are the amplitudes.

Low order models use highly truncated fields to model atmospheric phenomena. For example the model of LORENZ(1984) uses only 3 amplitudes to describe a field.

Another low order state is the systematic error field ψ^{ERR} of a general circulation model. It is defined as

$$\psi_{(r)}^{ERR} = \overline{\psi^c}(t, \underline{r}) - \overline{\psi^o}(t, \underline{r}) \quad (2)$$

with $\overline{}$ meaning the time average over a suitably large interval.

The connection between a low order state ψ^l and high order states ψ^o or ψ^c is done by Galerkin projections G . These operators are widely used in the discretization of high order models, mainly with spectral and finite element models. The use of Galerkin operators for purposes different from high order discretization has been proposed by STEPPERLER(1978). Galerkin operators are also the main tool for low order modeling.

A Galerkin operator G approximates high order state ψ^o or ψ^c by a low order

state ψ^l (2).

$$\psi^l = G\psi^o \text{ or } \psi^l = G\psi^c, \quad (3)$$

where ψ^l is represented by (2). The definition by G is for example given by STEPPERLER(1978). The operator G in (3) provides a least square approximation of ψ^o by a low order state $\psi^l = G\psi^o$.

2 THE LORENZ MODEL OF BLOCKING

The model of LORENZ (1984) of atmospheric blocking uses three amplitudes X, Y, Z to describe the atmosphere. The equations of motion are:

$$X = \alpha Y^2 + \beta Z^2 - aX + aF \quad (4)$$

$$Y = \epsilon XY + bXZ - \delta Y + G_1$$

$$Z = -b_1 XY - \epsilon XZ - \gamma Z + G_2$$

The dynamic variables are X, Y, Z . The parameters $\alpha, \beta, a, \epsilon, b, \delta, G_1, b_1, G_2$ are subject to the constraint $b_1/b = \alpha/\beta$.

The physical idea of the LORENZ (1984) model is represented by a simple set of basis functions. The parameter X represents the strength of the zonal wind while Y and Z represent sin and cos phases of superimposed large scale eddies. For our analysis, we approximate the fields on a limited area of about 4000x4000 km, centred over the Atlantic and Western Europe. We use gridded fields on a regular 11x11 point latitude longitude grid with gridlength $\Delta\lambda = 3.75^\circ$.

The data used here are a set of 100 500 mb geopotential high analysis for winter 1980/81 which are one day apart. The low order state gives only a rather idealized presentation of the physical situation. The observational low order

state X_O^n, Y_O^n, Z_O^n with n being the time index, can be obtained using (3).

Fig.1 compares the high and low order field representations. The time diagrams of the amplitudes show the irregular behaviour characteristic for components of atmospheric flow.

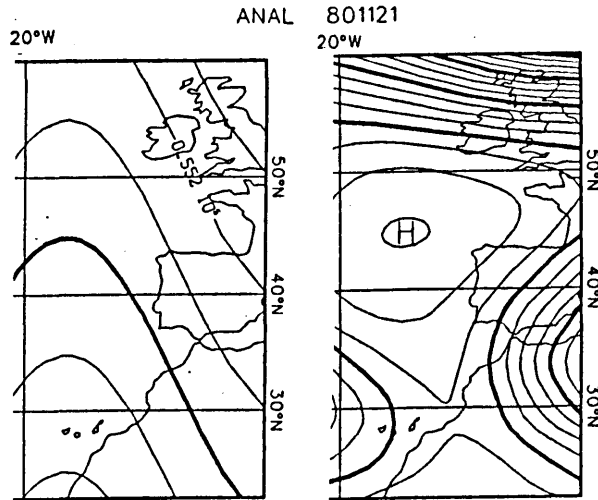


Fig.1: Comparison of high (right) and low (left) order field representation

The value of the parameters of the model to be determined in such a way that the effect of the scales not present are best parameterized. The parameters $\alpha, \beta, a, \epsilon, b, \gamma, G_1, b_1, G_2$ in (4) were obtained by regression.

The signs of the polynomial coefficients of Y^2, Z^2 and X, Y in (4) were a result of the regression procedure. This is remarkable, since they are opposite as the signs used by LORENZ (1984), and also opposite to the values obtained in the Galerkin projected equations.

The parameterized model, as it is implied by the data of winter 1980/81, therefore implies an increase of the basic flow on account of the eddies. The system (4) has one stationary solution, which can be shown to be the only attractor of (4). Multiple equilibria and chaotic solutions, which have been discussed in connection with (4), are therefore not supported by the

data of winter 1981/82.

3 THE SYSTEMATIC ERROR OF GENERAL CIRCULATION MODELS

The systematic error (2) of general circulation models is a great problem when using general circulation models (GCM) for climate impact studies. Therefore the correction of models with respect to this error is of some interest. The model developer may want to switch off such features before starting his work. The model user, however, may find the introduction of an error correction scheme indispensable. Adjustment of archived fields and corrections based on time averages were methods which have been tried in the past. The present paper proposes the use of Galerkin operations G to correct the systematic error.

G projects to the state ψ^{ERR} , defined in (2). During a model integration, it will return an error amplitude A_n^{ERR} at every timestep n , and the time derivative \dot{A}_n^{ERR} may also be obtained.

It may be sufficient to consider a linear model for the development of A^{ERR}

$$\dot{A}^{ERR} = \alpha A^{ERR} + \mu \quad (6)$$

Any given GCM run can be used to determine α and μ by regression. From the definition of A^{ERR} we obtain $\alpha = -\mu$. In a modified run we have

$$A^{ERR} = -\frac{\mu}{\alpha} \quad (7)$$

One way of correction is to force \dot{A}^{ERR} by $-\mu$, but an increase of α is also possible, in order to reduce A^{ERR} . From (7) it can be seen that a small forcing can lead to big error amplitudes, if the time development of the error is slow.

REFERENCES

- LORENZ, E.N.: Tellus 36A (1984) S. 98-110.
 STEPPELER, J.: J.Comp. and Fluids 6 (1978) S. 241-258.

Hongxing Cao

Academy of Meteorological Science,

46 Baishiqiaolu,

100081,

Beijing, China

E.N. Lorenz (1976) has studied the limitation of numerical weather prediction with the discrete logistic equation

$$X_{n+1} = aX_n - X_n^2 \quad n=1,2,3,\dots$$

and pointed out that the deterministic predictability of daily weather is of 2-3 weeks, because of the nonlinearity of dynamicalthermodynamical equations, due to which the basic feature of atmospheric motion is irregularity. In this paper, from a zero-dimensional climate system we derive a nonlinear mapping formula and conduct an iterative computation, thus the property of the dependence of behaviour of model climate on the time-step size is found.

1 NONLINEAR MAPPING EQUATION

The zero-dimensional climate model is described with

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{1}{4} I_0 \mu (1 - \alpha_p) - \epsilon \sigma T^4 \quad (1)$$

where t is time, T the temperature of the climatic system, C heat capacity of the system, I_0 the solar constant to be equal to 1367 W/m^2 , μ indicates the possible variation of I_0 , α_p is the planetary albedo, ϵ the effective emissivity, σ Stefan-Boltzmann constant. Taking the planetary albedo to be the Sellers' parameterization

$$\alpha_p = a - bT \quad (2)$$

where a and b are empirical constant (Fraedrich, 1978) (1) in a difference form from (1) and (2) is

$$\frac{T_{n+1} - T_n}{\Delta t} = -\alpha T_n^4 + \beta T_n + \gamma \Delta f(T_n, u)$$

where $\Delta t = t_{n+1} - t_n$, $n=1,2,3,\dots$, $u = (-\alpha, \beta, \gamma)$,

$$\alpha = \epsilon \sigma / c, \quad \beta = \frac{1}{4c} I_0 b, \quad \gamma = \frac{1}{4c} I_0 (1-a). \quad \text{Furthermore, we acquire a mapping formula (Feigenbaum, 1983)}$$

$$T_{n+1} = T_n + \Delta t f(T_n, u) \quad (3)$$

and iterative formulas

$$F = X + \Delta t f(X, u) \quad (4)$$

$$X = F \quad (5)$$

where $F \equiv T_{n+1}$, $X \equiv T_n$. Obviously, (4)

represents a fourth-power curve and (5) a straight line. Taking $\Delta t = 1 \text{ yr}$, $a = 2.8$, $b = 0.009 \text{ K}^{-1}$, $\epsilon = 0.69$, $\mu = 1$, the curves of (4) and (5) are drawn in Fig.1, from which we find two balance temperature points, i.e. the steady balance point T_s being 16.7°C which represents the present climate, the non-steady balance point T_{ns} being -24.45°C .

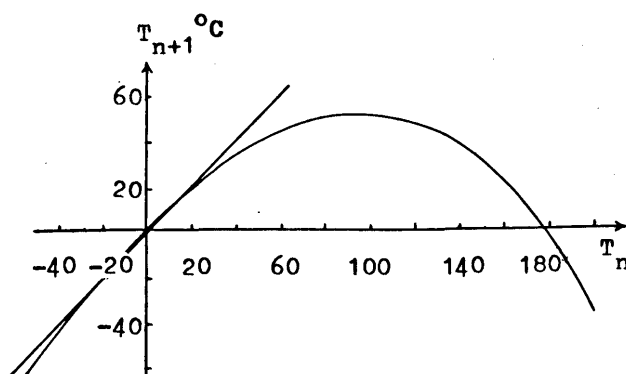


Fig.1 Diagram of the mapping process, $\Delta t = 1 \text{ yr}$

2 DEPENDENCE OF MODEL CLIMATE BEHAVIOUR ON TIME-STEP SIZE

We look into the variation of temperature in iterative processes when taking different time-step sizes. To surprise, with the increase of time-step sizes, the behaviour of climate system becomes very different and they demonstrate an approach from a periodic state to a chaotic state. If take the time-step size to be smaller than 15.0 yr, the temperature state of climate system will tend to a fixed point ($T_\infty = T_s = 16.7^\circ \text{C}$), namely, the present climate (Fig.2); this means the climate system is resilient.

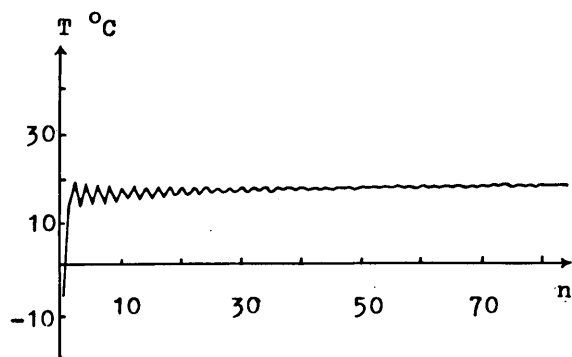


Fig.2 Temperature variation in iterative process under the time-step size $\Delta t=12.5$ yr

If take $15.0 \leq \Delta t \leq 16.0$ yr, the model climate demonstrates the feature of 2-cycle vibrating between 23.87°C and 3.85°C (Fig.3). If take $16.0 \leq \Delta t \leq 16.2$ yr, the model climate has 4-cycle; as the

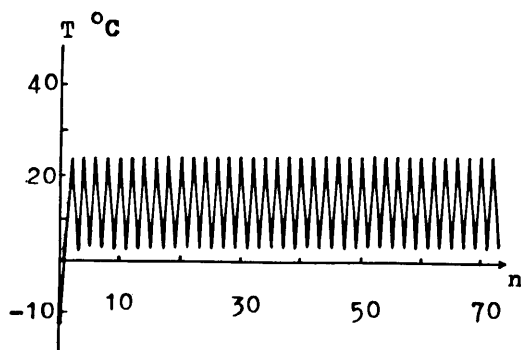


Fig.3 As in Fig.2 except the time-step size $\Delta t=15.0$ yr, period 2.

same, $16.2 \leq \Delta t \leq 16.4$ yr, 8-cycle; $16.5 \leq \Delta t \leq 16.6$ yr, 16-cycle; when $16.6 \leq \Delta t \leq 20$ yr, the climate system is chaotic, which depicts in Fig.4 taking $\Delta t=18.0$ yr. If take the time-step size to 20.0 yr or greater, the iteration becomes divergent.

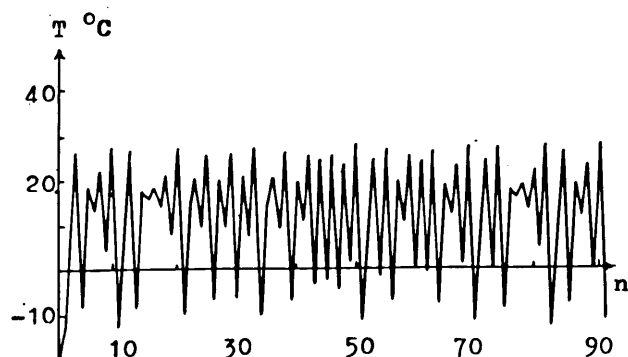


Fig.4 As in Fig.2 except time-step size $\Delta t=18.0$ yr; chaos

The results shows that we cannot take too long time-step size to simulate the climate and should take an appropriate time-step size so as to obtain the solutions corresponding to the real climate. The phenomena of doubling period and chaos appear only in a narrow interval of the time-step size.

3. PHASE PLAN

Inspecting the phase plans (the figure is not shown), we find out that the attractors which are composed partly of the fourth-power curves expand with increasing of time step at regularly under $\Delta t=16.5, 16.6, 17.0, 18.0, 19.0, 19.4$ year.

4. SENSITIVITY EXPERIMENT

Experiment on responses of the model climate to the solar variation and the effective emissivity is made by using (4) and (5), the results are similar to previous work (Liu and Cao, 1986), i.e., taking $\mu=0.98$, the steady balance point T_s is 7.93°C , the non-steady balance point T_{ns} is -18.69°C , which is obviously lower than the present climate. The result of sensitivity experiment is also in agreement with the previous study (Sellers, 1969), i.e., if the variation of solar constant is over 3%, the steady state solution do not exist. The model climate is sensitive apparently on the effective emissivity.

ACKNOWLEDGMENTS

I wish to thank Y.H. Liu and Y.Z. Wang for helpful discussions during the course of this work.

REFERENCE

- Feigenbaum, M.J. : Universal behavior in nonlinear systems, *Nonlinear Dynamics and Turbulence*, G.I. Barenblat et al. (editors), Pitman Advanced Publishing Program, 1982, 101-138.
- Fraedrich, K. : Structural and stochastic analysis of a zero-dimensional climate system, *Quart. J.R. Soc.* 104 (1978), 461-474.
- Liu Yuhe and Hongxing Cao : Fokker-Planck analysis of a zero-dimensional stochastic climate model, *Plateau Meteorology* 5 (1986), 315-324.
- Lorenz, E.N. : Limitations on weather prediction, *Weather Forecasting and Weather Forecasts : Models, System, and Users*, Vol. 1, 214-218, 1976.
- Sellers, W.D. : A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere system, *J. Appl. Meteor.* 3(1969), 392-400.

Fritz Herbert
Universität Frankfurt
Institut für Meteorologie und Geophysik

Soviel ist in der Dynamik von Strukturbildungen im Ungleichgewicht klar geworden: Prozesse nichtlinearen Charakters sind vereinbar mit den Irreversibilitätsprinzipien, und umgekehrt sind diese anwendbar zur Klärung nichtlinearen Verhaltens. Mathematisch findet diese Feststellung in Evolutions- und Stabilitätskriterien für die Entropieerzeugungsfunktion ihre Formulierung. Naturgemäß ist die klassische Theorie der Gleichgewichte dynamisch unproduktiv. Für echtes, zeitlich gerichtetes Entwicklungsverhalten müssen Prozesse außerhalb des Gleichgewichts Beachtung finden. Allerdings beschäftigt man sich in der Nichtgleichgewichtstheorie irreversibler Prozesse hauptsächlich mit linearem Verhalten. Nun ist es so, daß ein im thermodynamischen Sinn linearer Zusammenhang in einer anderen Hinsicht doch einen gewissen nichtlinearen Charakter nach sich ziehen kann. Beispiel: der Wärme flußvektor als lineare (homogene) Funktion seiner thermodynamischen Kraft $\nabla(1/T)$ im Vergleich zum klassischen Fourierschen Gesetz. Beide Beziehungen haben in unterschiedlichen Betrachtungsweisen jeweils linearen Charakter, was ebensoviel heißt, daß, anders gesehen, beide auch mit nichtlinearen Eigenschaften verbunden sind. Man sieht aber, daß auch der Fouriersche Fall mit einer Art Fließgleichgewicht und damit asymptotischer Stabilität zusammenhängt.

Solche speziellen, recht schwachen Nichtlinearitätseigenschaften bei irreversiblen Flüssen sollen in dieser Betrachtung nicht diskutiert werden. Hier wird versucht, einen neuen Weg in die Nichtlinearität zu beschreiten. Da atmosphärische Wärme- und Impulsflüsse vornehmlich durch turbulente Fluktuationen und entsprechend stärkere Abweichungen vom entropieerzeugungsfreien Gleichgewicht bedingt sind, erhebt sich die Frage, ob eine in das nichtlineare Regime erweiterte thermodynamische Theorie so formuliert werden kann, daß daraus neue, explizit nichtlineare konstitutive Beziehungen für die turbulenten Wärme- und Reibungsflüsse abgeleitet werden können. Dabei hat man sich natürlich auf dem

Boden bestehender Grundlagen, den thermodynamischen Gesetzen, zu bewegen, was heißt, daß keine anderen Prinzipien, als auch in der linearen Theorie verwendet werden, ins Spiel gebracht werden können. Der hier beschrittene Weg ist als eine Art Pilotstudie zu sehen, die mir in verschiedenen Punkten verbesserungsfähig erscheint, in dem Maße etwa, wie bestimmte "kinetische" Annahmen über das turbulente Verhalten verfeinert oder revidiert werden können. In einer Kurzbeschreibung wie dieser werde ich auf eine mathematische Abhandlung verzichten und nur die wichtigsten Schritte in der Vorgehensweise erläutern.

(1) Grundsätzlich wird angenommen, daß die turbulenten Flüsse für Wärme ($H \approx \frac{\rho c_p w'' \theta}{\tau}$ und $W = J_h - H$) und Reibung ($\Pi = \frac{\rho w'' w''}{\tau}$) wie bestimmte andere thermodynamische Größen auch, in hinreichend rasch konvergierende Reihen nach einem charakteristischen Parameter kleiner Größe entwickelt werden können. Etwa nach einer (turbulenten) Knudsen-Zahl, die man sich als Verhältnis einer turbulenten mittleren freien Zeit (oder Länge) und einer makroskopischen, meteorologisch relevanten Zeitskala (Längenskala) denken kann. Diese Vorgehensweise ist in gewissem Sinne vergleichbar mit der in der statistischen Mechanik verwendeten Enskog-Knudsen-Entwicklung (Chapman and Cowling, 1970). Dem thermodynamischen Gleichgewicht entsprechen die Terme nullter Ordnung, demzufolge die Flüsse H_0 , W_0 und Π_0 verschwinden.

(2) Für die Flußterme linearer Ordnung werden konstitutive Gleichungen nach der klassischen linearen Theorie irreversibler Prozesse aufgestellt, d.h.

$$H_1 \sim \psi (\equiv \nabla \ln \theta), \quad W_1 \sim \chi (\equiv \nabla \ln T) \\ \Pi_1 \sim \psi (\equiv \frac{1}{2} (\nabla w + w \nabla) - \frac{1}{3} \nabla \cdot w \Pi)$$

Daß für den Deviator Π_1 (und nicht für Π_1) eine konstitutive Gleichung angenommen wird, beruht auf einer Überlegung zur Turbulenzenergie k_t . Deren Bilanzgleichung mit Termen bis zur linearen Ordnung gilt nämlich für k_t , weswegen es als nicht sinnvoll er-

scheint, k_{11} als einen irreversiblen Effekt zu verstehen, der, einem Bulk-Viskosefluß entsprechend, proportional zu $V = \nabla \cdot \mathbf{w}$ wäre. Vielmehr wird in der k_{11} -Bilanzgleichung der nämliche Term $2/3 k_{11} V$ als eine reversible Arbeitsleistung ähnlich wie pV interpretiert.

(3) Mit den beiden ersten Schritten ist die Verwendbarkeit der herkömmlichen Thermodynamik erschöpft. Um nun die Flußterme quadratischer Ordnung zu bestimmen, ist es grundlegend erforderlich, eine erweiterte Gibbssche Hauptgleichung, die letztlich für die turbulente Entropie s_{12} in einer Genauigkeit bis zur quadratischen Ordnung gültig ist, zu formulieren. Dies ist der zentrale Punkt der Theorie. In der Tat gelingt dies. Kurz gesagt, indem die Entropie s_{12} selber auf die turbulenten Effekte 1. Ordnung (die ja als bekannt betrachtet werden können) zurückgeführt wird, und zwar mit Hilfe einer Relaxierungsvorschrift, die auf einer dummy-Zeitskala angenommen wird. Für die dabei ins Spiel kommenden charakteristischen Relaxierungszeiten werden hier einfache kinetische Annahmen eingeführt.

In der jetzt bis $O(N_1^2)$ -Terme genau ableitbaren Entropiebilanzgleichung sind für alles weitere die Erzeugungsterme bedeutend. Es läßt sich hieraus eine Bedingungsgleichung ableiten, wodurch die Flußterme quadratischer Ordnung \mathbb{H}_2 , \mathbb{W}_2 und \mathbb{F}_2 definiert werden.

(4) Die letztlich für die turbulenten Wärme- und Impulsflüsse, bestehend aus den Termen der linearen und quadratischen Ordnung, erhaltenen konstitutiven Gleichungen lauten dann:

$$\mathbb{H} = -\rho k \theta \left[\psi \left(1 - \frac{\mu}{2} \right) + \chi \mu - \nabla \frac{\mu}{2} \right]$$

$$\mathbb{W} = -\rho k \varepsilon T \left[\chi \left(1 + \frac{\mu}{2} \right) - \nabla \frac{\mu}{2} \right]$$

$$\mathbb{F} = -\rho k \left[\mathbb{W} \left(1 - \frac{\mu}{4} \right) + (RT\mu/k) \mathbb{F} \right]$$

mit $\mu \approx \frac{2}{3} \left(\frac{k}{RT} \right)^2 \rho k t (\mathbb{W}, \psi, \chi; \{\lambda_i\})$

$\{\lambda_i\}$, ε , R , k : Konstanten; ρ , T , θ : übl. Not.

Damit verknüpft ist folgende Entropieerzeugungsfunktion mit Termen bis zur 2. Ordnung:

$$\begin{aligned} \sigma_{t_1} + \sigma_{t_2} \equiv \sigma_t = & \frac{\rho k}{T} \left(\varepsilon T \chi \cdot \chi + \theta \psi \cdot \psi + \right. \\ & + \mathbb{W} : \mathbb{W} \left. \right) + \rho k \left[\varepsilon T \left(-\chi \frac{\mu}{2} + \nabla \frac{\mu}{2} \right) \cdot \left(-\chi \frac{\mu}{2} + \right. \right. \\ & + \left. \left. \nabla \frac{\mu}{2} \right) + \theta \left(\psi \frac{\mu}{2} - \chi \mu + \nabla \frac{\mu}{2} \right) \cdot \left(\psi \frac{\mu}{2} - \right. \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \chi \mu + \nabla \frac{\mu}{2} \right) + \left(\mathbb{W} \frac{\mu}{4} - \frac{RT\mu}{k} \mathbb{F} \right) : \mathbb{W} \frac{\mu}{4} \right]$$

Ist mit diesen konstitutiven Gleichungen nun ein spezielles Irreversibilitätsverhalten verbunden? Um hierauf zu antworten, hat man grundlegend zwei generelle Aussagen des zweiten Hauptsatzes zu beachten, die in der Literatur nicht immer korrekt angewandt werden, nämlich die positive Definitheit der Entropieerzeugung des Gesamtsystems sowie die Vorzeichendefinition der lokalen Rate der Entropieerzeugung (σ_t). Das erste Gesetz, bekannt als Clausiussche Ungleichung, ist eine strenge, generelle Bedingung, gültig für ein Volumen, das groß ist im Vergleich zu einer unteren Schranke, und über ein Zeitintervall, das gleichermaßen von unten her beschränkt ist. In diesem Sinne braucht die spezifische Rate σ_t (=Integrand des Clausiusschen Ausdrucks) kein fixes Vorzeichen zu besitzen, vorausgesetzt, daß sie nur im räumlich-zeitlichen Mittel nicht negativ ist.

Für die linearen Flüsse liefert die entsprechende Entropieerzeugungsrate σ_{t1} eine stets positive bilineare Form, also eine Clausius-Duhemsche Ungleichung. Sie bedeutet die Erweiterung des Clausiusschen Gesetzes bis in den lokalen Bereich, allerdings, wie gesagt, nur für das lineare Regime. Die Frage ist nun, ob sich mit den nichtlinearen Flußtermen noch das gleiche Verhalten einstellt. Die Antwort ist nein bzw. nur bedingt. Tatsächlich muß σ_{t2} nicht wie σ_{t1} ausschließlich positiv sein, demzufolge ist auch $\text{sign}(\sigma_t) = \text{sign}(\sigma_{t1})$ und damit $\sigma_t \geq 0$ nicht uneingeschränkt gewährleistet. Natürlich erwartet man, daß $\sigma_t \geq 0$ räumlich und zeitlich weitgehend gilt, aber entgegen der üblichen Annahme läßt sich dies nicht allgemein bestätigen. Es ist festzustellen, daß im Rahmen dieser Theorie (d.h. bei Zugrundelegung der o.a. nichtlinearen konstitutiven Gleichungen) tatsächlich keine generell gültige Clausius-Duhemsche Ungleichung für $\sigma_t = \sigma_{t1} + \sigma_{t2}$ besteht - d.h. sie kann, muß aber nicht gelten. Dieses typische Verhalten hängt hier speziell vom Einfluß der Geschwindigkeitsdyade im letzten Term der σ_t -Gleichung ab. Dabei sind für das Geschwindigkeitsfeld kritische Verhältnisse definierbar, auf die in diesem Kurzbericht jedoch nur hingewiesen werden kann.

Literaturverweis:

Chapman, S. and T.G. Cowling, 1970: The mathematical theory of non-uniform gases. Cambr. Univ. Press, 423 p.

Ein Satz von Erhaltungsgrößen c_i mit

$$\frac{dc_i}{dt} = 0 \quad (1)$$

für eine Strömung heißt vollständig, wenn anhand von (1) bei gegebenen Anfangsbedingungen die Strömung für alle Zeit vorausgesagt werden kann. Solch vollständige Sätze kann es nur für reibungsfreie Medien ohne Antriebe geben. Ein wohlbekanntes Beispiel stellt die Vorticitygleichung

$$\frac{dq}{dt} = 0 \quad (2)$$

für eine zweidimensionale divergenzfreie Strömung dar, wobei $q = \nabla^2 \psi$ mit der Stromfunktion ψ ist. Kennt man die Anfangsverteilung von q , so beschafft man sich die Stromfunktion aus $\psi = \nabla^{-2} q$ und daraus den Wind $\underline{v} = \underline{k} \times \nabla \psi$. Dies erlaubt eine Vorhersage der Vorticity. Folglich benötigt man nur den Erhaltungssatz (2), um die Strömung vorherzusagen.

Aufbauend auf Arbeiten von Hollmann (1964), (1965) läßt sich zeigen:

- 1) Die potentielle Vorticity ist die einzige Erhaltungsgröße, die sich aus den Flachwassergleichungen ableiten läßt. Daraus folgt unmittelbar, daß die Flachwassergleichungen sich nicht in einen vollständigen Satz von Erhaltungsgleichungen verwandeln lassen. Ferner folgt,

daß potentielle Temperatur Θ und die potentielle Vorticity

$$P = (q_\theta + f) \frac{\partial \Theta}{\partial p}$$

die einzigen Erhaltungsgrößen für hydrostatische adiabatische Strömungen sind.

- 2) Es gibt einen vollständigen Satz von Erhaltungsgrößen für inkompressible dreidimensionale Strömungen.
- 3) Es gibt keinen vollständigen Satz von Erhaltungsgrößen für den allgemeinsten Fall dreidimensionaler adiabatischer Strömung.

Auf eine Darstellung der zugehörigen Beweise muß hier verzichtet werden. Diese sind in Egger (1989) zu finden.

EGGER, J.: A note on complete sets of conservation laws. J. Fluid Mech., (1989), im Druck.

HOLLMANN, G.: Ein vollständiges System hydrodynamischer Erhaltungssätze. 1964

HOLLMANN, G.: Über eine hydrodynamische Vertauschungsrelation und einige quasistatische Formen hydrodynamischer Erhaltungssätze. Beitr. Phys. Atm. 38, 57-65, 1965.

Peter Névir

Institut für Geophysikalische Wissenschaften, Fachrichtung Meteorologie
Freie Universität Berlin

1 EINLEITUNG

Die theoretische Behandlung meteorologischer und ozeanographischer Probleme erfordert mathematisch die Integration eines speziellen Systems der nicht-linearen Differentialgleichungen der Hydro-Thermodynamik. Mit Hilfe der Lagrange'schen oder materiellen Beschreibungsweise der Hydrodynamik ist es vor allem bei Problemen der Wirbeldynamik möglich, eine analytische Lösung der das System beschreibenden Differentialgleichungen zu finden. Dabei zeigt sich eine enge Beziehung zu den Ergebnissen der Quantenmechanik und der klassischen Mechanik endlich vieler Freiheitsgrade. Es liegt daher nahe, die Beschreibungsweisen und Methoden dieser beiden Theorien auf die hydro-thermodynamischen Systeme mit ihren unendlich vielen Freiheitsgraden zu übertragen.

Es läßt sich zeigen, daß die Wirbelgleichung und die Helizitätsgleichung reibungsfreier barotroper Strömungen mit Hilfe eines Wirbel-Impuls-Operators in eine einheitliche Form gebracht werden können. Außerdem ergibt sich durch die Einführung eines Wirbel-Energie-Operators eine Form der Euler'schen Bewegungsgleichung, die der Schrödingergleichung der Quantenmechanik entspricht.

2 DIE VERTAUSCHUNGSRELATION

Ertel (1964) konnte zeigen, daß eine allgemeine Formulierung hydrodynamischer Wirbelgleichungen mittels einer Vertauschungsrelation möglich ist. Für ideale Fluide in einem konservativen Kraftfeld hat diese Vertauschungsrelation folgendes Aussehen :

$$\left[\frac{d}{dt} \right] [\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla] \Psi - [\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla] \left[\frac{d}{dt} \right] \Psi = Q \quad (1)$$

Dabei sind $\boldsymbol{\zeta}$ der dreidimensionale absolute Wirbelvektor und $\boldsymbol{\zeta}$ das spezifische Volumen. Der Quellterm $Q = \mathbf{IN} \cdot \nabla \Psi$ ist der mit dem Solenoidvektor \mathbf{IN}

skalar multiplizierte Gradient einer beliebigen hydro-thermodynamischen Feldfunktion Ψ .

Für barokline Strömungen erhält man als thermodynamische Wirbelquelle den Solenoidvektor \mathbf{IN} . In diesem Fall ist die Vertauschbarkeit der beiden Operatoren $\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla$ und d/dt nur bei Anwendung auf eine thermodynamische Funktion der Form $\Psi = \Psi(\boldsymbol{\zeta}, P)$ gewährleistet. P ist der hydrodynamische Druck. Für inkompressible und barotrope Strömungen ist das Beschleunigungsfeld wirbelfrei. In diesem Fall ist die Kommutativität der beiden Operatoren bei Anwendung auf eine beliebige Feldfunktion Ψ gegeben.

3 DER WIRBEL-IMPULS-OPERATOR

Sind die oben genannten Voraussetzungen der Vertauschbarkeit der beiden Operatoren erfüllt, so läßt sich durch sukzessive Differentiation von Gl. (1) zeigen, daß auch der Operator der n-ten individuellen Zeitableitung mit dem Operator $\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla$ kommutierbar ist. Auf diese Weise erhält man folgende unendliche Reihe von vertauschbaren Operatoren :

$$\left[\frac{d^n}{dt^n} \right] [\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla] \Psi - [\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla] \left[\frac{d^n}{dt^n} \right] \Psi = 0 \quad (2)$$

$$n = 1, 2, \dots$$

Mit Gl. (2) ist eine Taylor-Reihenentwicklung der ursprünglichen Wirbel-Differentialgleichung (1) zu einem beliebigen Zeitpunkt t_0 möglich. Die Reihenentwicklung führt auf eine Wirbel-Differenzgleichung der Form

$$\left[[\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla]_t - [\boldsymbol{\zeta} \cdot \nabla]_{t_0} \right] [\Psi]_t = 0 \quad (3)$$

Gl. (3) stellt die integrierte Form der allgemeinen Wirbelgleichung (1) für $Q=0$ dar. Ihr physikalischer Gehalt läßt sich so formulieren : Es gibt einen zeitunabhängigen Lagrange'schen Differential-Operator, den man in Analogie zum Impuls-Operator der Quan-

tenmechanik ($\hat{p}_a = \frac{\hbar}{i} \nabla$, \hbar = Planck'sches Wirkungsquantum) als Wirbel-Impuls-Operator auffassen kann. Er soll hier folgendermaßen definiert werden :

$$\hat{p} := [\mathbf{v} \cdot \nabla]_{t_0} = \mathbf{v}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{a}} \quad (4)$$

\mathbf{v}_0 und \mathbf{v} sind der Wirbelvektor und das spezifische Volumen zum Anfangszeitpunkt t_0 und \mathbf{a} ist der Lagrange'sche Numerierungsvektor, der den Ort \mathbf{r} des hydrodynamischen Teilchens \mathbf{a} zur Zeit t_0 angibt. Mit Hilfe dieses materiellen Wirbel-Impuls-Operators \hat{p} läßt sich Gl. (3) auch in Operatorform schreiben, d.h. es gilt :

$$[\mathbf{v} \cdot \nabla \Psi]_t = \hat{p} [\Psi]_t \quad (5)$$

4 DIE WIRBELGLEICHUNG

Setzt man für die Funktion Ψ beliebiger tensorieller Stufe den Ort $\mathbf{r}[\mathbf{a}, t]$ des Teilchens \mathbf{a} zum Zeitpunkt t ein, so ergibt sich die integrierte Form der barotropen Wirbelgleichung :

$$\mathbf{v}[\mathbf{a}, t] = \mathbf{v}_0 + \hat{p} [\mathbf{r} - \mathbf{r}_0] \quad (6)$$

Die barotrope Wirbeldynamik zeichnet sich dadurch aus, daß die zeitliche Entwicklung der Wirbelgröße eines Teilchens nicht von der Trajektorie abhängt, auf der das Teilchen den Ort \mathbf{r} erreicht. Kennt man den Wirbel-Impuls-Operator eines Teilchens, so ist der Wirbelzustand allein eine Funktion des Anfangszustandes \mathbf{r}_0 und des Endzustandes \mathbf{r} .

5 DIE HELIZITÄTSGLEICHUNG

Die Helizität, definiert als das Skalarprodukt von Geschwindigkeitsvektor und Wirbelvektor eines Strömungsfeldes, ist ein Bestandteil verschiedener atmosphärischer Bewegungsformen (Etling (1985)). Mit Hilfe des Wirbel-Impuls-Operators \hat{p} läßt sich die integrierte Form der Helizitätsgleichung barotroper Strömungen in gleicher Weise schreiben wie die Wirbelgleichung (6). Es ergibt sich :

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{H}[\mathbf{a}, t] = \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{H}_0 + \hat{p} [S - S_0] \quad (7)$$

In Gl. (7) ist H die Helizität und $S = S_0 + \int_{t_0}^t L dt$

die Hamilton'sche Wirkungsfunktion. Die Lagrange-Funktion $L = e_k - e_p$ ist gegeben durch die Differenz von massenspezifischer kinetischer und potentieller Energie des hydrodynamischen Systems.

6 DIE BEWEGUNGSGLEICHUNG

Setzt man in die Vertauschungsrelation (1) mit $Q=0$ für die Funktion Ψ die massenspezifische Gesamtenergie e ein, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Bewegungsgleichung ein weiterer kommutativer Operator der Strömungsfelder barotroper Fluide :

$$\left[\frac{d}{dt} \right] \left[\mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \right] \mathbb{P} - \left[\mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \right] \left[\frac{d}{dt} \right] \mathbb{P} = 0 \quad (8)$$

\mathbb{P} ist der massenspezifische Impuls. Mit Gl. (8) ist es möglich, in Analogie zum Hamilton-Operator \hat{H}_q der Quantenmechanik einen zeitunabhängigen Wirbel-Energie-Operator einzuführen. Er soll hier als

$$\hat{H} := - \left[\mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \right]_{t_0} = - \mathbf{v}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t_0} \quad (9)$$

definiert werden. Skalare Multiplikation der Euler'schen Bewegungsgleichung barotroper Fluide mit \mathbf{v} ergibt folgende Operatorform dieser Gleichung :

$$- \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbb{P}}{\partial t} = \hat{H} \cdot \mathbb{P} = \hat{p} [e_k + e_p] \quad (10)$$

Gl. (10) weist eine unerwartete Ähnlichkeit auf zur Schrödingergleichung der Quantenmechanik für ein Teilchen in einem konservativen Kraftfeld. Mit der Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{r}, t)$, dem Operator der kinetischen Energie \hat{E}_k und dem Operator der potentiellen Energie \hat{E}_p schreibt sie sich in der folgenden Form:

$$- \frac{\hbar}{i} \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}_q \Psi = [\hat{E}_k + \hat{E}_p] \Psi \quad (11)$$

Vergleicht man die Bewegungsgleichungen und Impuls-Operatoren, so ist $\mathbf{v} \cdot \nabla$ in der Hydrodynamik durch \hbar/i in der Quantenmechanik zu ersetzen.

7 LITERATURVERZEICHNIS

Ertel, H., 1964 : Vertauschungsrelationen der Hydrodynamik. Mber. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin, Bd. 6, Heft 11, S. 838-841

Etling, D., 1985 : Some aspects of helicity in atmospheric flows. Beitr. Phys. Atmosph. Vol. 58, S. 88-100

Ulrike Wacker

Deutscher Wetterdienst, Offenbach a.M.

1 EINLEITUNG

Bei der Behandlung nichtlinearer Systeme lautet die grundsätzliche Fragestellung: "Wohin führt ein System bei kleinen Auslenkungen aus dem stationären Zustand?" Solche Untersuchungen, wie sie z.B. bei KROLL (1983) beschrieben sind, erfolgen allgemein mit einer linearen Stabilitätsanalyse für gekoppelte Systeme. Diese Vorgehensweise soll hier auf ein Problem aus der Wolkenphysik, die Kondensation von Wasserdampf an Wolkentropfen, angewendet werden. Dabei wird das gekoppelte System Tropfen + Umgebung betrachtet und auch die Existenz vieler Tropfen mit unterschiedlichen Eigenschaften berücksichtigt. Allerdings lassen sich die Wechselwirkungen nur dann einbeziehen, wenn das komplexe System erheblich vereinfacht wird.

Alternative Vorgehensweisen beschreiben z.B. DUFOUR und DEFAY (1963) und HERBERT (1986). Sie behandeln die Stabilität des Tropfen-Luft-Systems unter rein thermodynamischen Aspekten, beschränken sich jedoch auf gleichartige Teilchen bzw. konstantes Wasserdampfangebot.

2 MODELLVORSTELLUNG

Betrachtet wird ein abgeschlossenes System bestehend aus feuchter Luft und Wolkentropfen. Es enthält 2 Tropfentypen: Tropfen mit Radius r (Anzahl N_r) und Tropfen mit Radius R (Anzahl N_R); sie unterscheiden sich auch durch den Kondensationskern, beschrieben durch die Lösungsparameter B_r , B_R . Alle Tropfen einer Kategorie haben dieselben Eigenschaften. Durch Kondensation/Verdunstung ändert sich die Übersättigung U in dem Volumen. Die zeitliche Änderung der Tropfengröße wird durch die Tropfenwachstumsgleichung zusammen mit den Köhler-

Kelvin-Relationen für Krümmungs- und Lösungseffekte (z.B. PRUPPACHER und KLETT 1978) beschrieben. Das vereinfachte Gleichungssystem für die zeitliche Entwicklung des Tropfen-Luft-Gemisches lautet:

$$\dot{r} = \frac{\alpha}{r} \left(U - \frac{A}{r} + \frac{B_r}{r^3} \right) \quad (1)$$

$$\dot{R} = \frac{\alpha}{R} \left(U - \frac{A}{R} + \frac{B_R}{R^3} \right) \quad (2)$$

$$\dot{U} = -\zeta_r r^2 \dot{r} - \zeta_R R^2 \dot{R} \quad (3)$$

mit A : Krümmungsparameter, $\alpha = \text{const.}$, $\zeta_{r,R} \sim N_{r,R}$. (1) - (3) beschreiben die Massenerhaltung des Systems und sind linear abhängig. Bekanntlich gibt es im stationären Zustand ($r=r_e$, $R=R_e$, $U=U_e$ mit \dot{r} , \dot{R} , $\dot{U} = 0$) je 2 Näherungslösungen $r_{e1,2}$, $R_{e1,2}$ als Funktion von U_e . N_r , N_R , B_r , B_R sind wählbare Parameter. Die auftretenden nichtlinearen Terme bewirken, daß sich das System im stationären Zustand in Abhängigkeit von den jeweiligen Parameterwerten stabil oder instabil verhält.

3 SPEZIALFALL: 1 TROPFENKATEGORIE ($N_R = 0$)

In einem unbegrenzten Wasserdampfreservoir ($\dot{U} \equiv 0$) sind alle stationären Zustände $r_e < r_c$, r_c : kritischer Radius, stabil und $r_e > r_c$ instabil. Die Rückkopplung mit dem Feuchtefeld ($\dot{U} \neq 0$) ist ein stabilisierender Effekt: Stationäre Zustände mit

$$r_e < r_1 := r_c + \delta^2 \gtrsim r_c \quad (4)$$

$$r_e > r_2 \sim N_r^{-1/4}; \quad r_2 > r_1$$

sind stabil (vgl. Abb.1). Der Radius r_2 liegt auf dem abfallenden Ast der Köhler-Kelvin-Kurve (KKK). Für kleine N_r wird r_2 sehr groß;

Für $U \equiv \text{const.}$ trennt r_c den stabilen und instabilen Bereich. Für $\dot{U} \neq 0$ übernehmen die Radien r_1, r_2 diese Rolle. r_c trennt aber auch hier Gebiete mit unterschiedlichem Verhalten: Eine Störung durch Feuchtezufuhr, z.B. Entrainment, ($U_0 > U_e$) bewirkt für $r_e < r_c$ einen Endzustand $U_\infty > U_0$, für $r_e > R_c$ dagegen $U_\infty < U_0$ im Falle von Stabilität.

ENTROPIEERZEUGUNG EINER FÜR STRALUNG UNDURCHLÄSSIGEN SCHICHT

Joachim Pelkowski

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt

1 VORBEREITENDES

In der Theorie nulldimensionaler Klimamodelle wird gewöhnlich die Energiebilanz $\dot{E} = R\downarrow - R\uparrow$ in eine Gleichung für die wie auch immer definierte Temperatur $T(t)$

$$C \dot{T} = R\downarrow - R\uparrow \equiv R(T) \quad (1)$$

umgestaltet. (Der Punkt steht für d/dt .) Idealisiert man das materielle Klimasystem zu einer Fläche, so ist T die Temperatur derselben, C ihre thermische Trägheit und $R\downarrow$ bzw. $R\uparrow$ die durch Strahlungsflußdichten bewirkte Erwärmungs- bzw. Abkühlungsrate, deren Unausgeglichenheit für die zeitliche Temperaturänderung verantwortlich gemacht wird. In physikalischer Hinsicht kann die Fläche durch einen Absorptionskoeffizienten $\alpha = 1 - a$ (a : Albedo) und eine „Graustufe“ g gekennzeichnet werden (Budyko-Sellers-Modelle). Letztere stellt den Bruchteil der nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz ausgestrahlten Energie dar. So erhält man eine Modellklasse, deren Mitglieder Klimamodelle unterschiedlichen Absorptionsgrades („grave“ Klimas) sind.

Außer der Energie kann dem Klima eine Entropie zugeschrieben werden, welche sich aus den Einzelentropien der Veränderungen erleidenden Teilsysteme additiv zusammensetzt, hier also aus der Entropie des Strahlungsfeldes und der des materiellen „Flächenkontinuums“. Diese Entropie kann durch Flüsse und Erzeugung (nicht aber Vernichtung) geändert werden:

$$\dot{S}_t = \Phi + P, \quad P \geq 0$$

$S_t = S_r + S_m$ und S_m bzw. S_r stellen die Entropie der Materie bzw. des Strahlungsfeldes im von der Materie erfüllten (und von der obigen Fläche begrenzten) Raum dar. Der Entropiefluß wird folgendermaßen bestimmt (Callies & Herbert, 1988):

$$\Phi = A \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (L_\nu^- - L_\nu^+) \mu \, d\mu \, d\theta \, d\nu$$

L_ν^+ bzw. L_ν^- sind die Entropiestrahlsrößen der in den oberen ($\cos \theta = \mu > 0$) bzw. unteren Halbraum ($\mu < 0$) reisenden Strahlen. θ ist der Azimutwinkel. $\dot{S}_m = AR/T$, wie sich durch bewährte thermodynamische Argumentationsweise zeigen läßt. \dot{S}_r ist gegenüber \dot{S}_m vernachlässigbar, so daß die Entropieerzeugung P als Differenz $AR/T - \Phi$ berechnet werden kann. Für eine aus der in Rede stehenden Modellklasse durch die Einschränkung $g \equiv \alpha$ definierte Unterklasse hat Callies (1985) eine Näherungsformel für die Entropieerzeugung angegeben.

Die Verhältnisse werden einfacher, wenn nur das „schwarze Klima“ ($a=0$, $g=1$) untersucht

wird, denn dann ergibt sich aus $AR/T - \Phi$ exakt (Callies & Herbert, 1988)

$$P(T) = A \left[\frac{1}{3} \sigma T^3 + \frac{Q_0}{T} - \frac{4}{3} \frac{Q_0}{T_s} \right] \quad (2)$$

Q_0 : Solarkonstante ($= \sigma \Gamma T_s^4$; Γ ist ein Verdünnungsfaktor, definiert als das Quadrat des Quotienten aus Sonnenhalbmesser und der Entfernung der Erde von der Sonne; T_s : Sonnentemperatur). Man kann sich leicht davon überzeugen, daß die Lösung T_{st} von $R(T) = R\uparrow(T) = Q_0 - \sigma T^4 = 0$, die den stationären Zustand definiert, dem Minimum $P(T_{st})$ der Entropieerzeugung $P(T)$ entspricht (Abb.1). Ferner läßt sich unter Verwendung von (1) leicht zeigen, daß

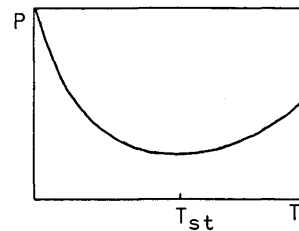


Abb.1: Entropieerzeugung als Funktion der Temperatur.

$$\dot{P}(T) < 0, \quad P(T_{st}) = 0$$

so daß eine Ljapunovsche Funktion aufgefunden worden ist, die die (asymptotische) Stabilität des stationären Zustandes gewährleistet. Neben der grundsätzlichen

physikalischen Bedeutung der Entropieerzeugung P tritt in diesem einfachen Beispiel ihre Rolle als globales Stabilitätspotential in Erscheinung.

P kann andererseits auch unmittelbar aus ihrer feldtheoretischen Form gewonnen werden (Callies 1985, Callies & Herbert 1988):*

$$P = \int \sigma \, dV = \int \int \int_0^{2\pi} \int_0^\pi J_\nu(\omega) X_\nu(\omega) \, d\omega \, d\nu \, dV \quad (3)$$

Die Integration über ω erstreckt sich auf die Einheitskugel; $J_\nu \equiv dI_\nu/ds$ beschreibt den Energiefluß zwischen einem Volumenelement mit Materie und einem monochromatischen Strahl der Richtung ω , hervorgerufen durch eine thermodynamische Kraft $X_\nu = \frac{1}{T_\nu} - \frac{1}{T}$, die + (was $J_\nu > 0$ nach sich zieht) oder $-$ ($J_\nu < 0$) ist, je nachdem, welche Temperatur größer ist, die der Materie (T) oder die des besagten Strahles ($T_\nu(\omega)$). $P > 0$ spiegelt die Tatsache wider, daß ein Energieausgleich (kraft Absorption und Emission) zwischen Strahlungsfeld und Materie stattfindet, welcher Vorgang in der Natur stets mit einer Zunahme (genau: Erzeugung) der Entropie verbunden und daher unumkehrbar ist.

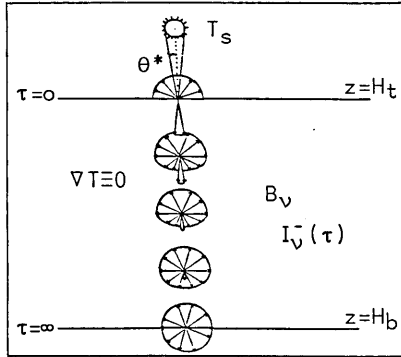
Ziel der folgenden Ausführungen ist es, die Integration der Gl.(3) für ein einfaches Modell einer schwarzen, d.h. für Strahlung undurchlässigen Schicht, auszuführen.

* σ ist die Entropieerzeugungsrate pro m^3

2 BESCHREIBUNG DES MODELLS

Es werde eine isotherme Schicht der Dicke $H_t - H_b > 0$ betrachtet (Abb. 2). Sie möge als ruhend und horizontal homogen vorausgesetzt werden und sie werde von der gleichsam im Zenit erstarrten Sonne bestrahlt. Zudem möge die (gesamte) Schicht als schwarz bezeichnet werden, wenn jegliche einfallende Strahlung von ihr vollständig absorbiert wird. Eine derartige Schicht (oder Wand) läßt sich physikalisch durch eine unendliche optische Dicke (Tiefe) beschreiben.

Abb. 2. Strahlungsfeld im Innern einer schwarzen Schicht. Eingezeichnet ist die von τ abhängige Verteilung auf- und abwärts gerichteter Strahlen.



Die optische Tiefe ist durch $\tau(z) = \int_z^{H_t} \kappa(z') dz'$ definiert. $\kappa(z) = k(z) \rho(z)$, mit k^z als dem Absorptionskoeffizienten und ρ der Dichte des Mediums. Definitionsgemäß gilt $\tau(H_t) = 0$. Die verschiedenen Möglichkeiten, $\tau(H_b) = \infty$ zu erzielen, sollen hier nicht erörtert werden. Möge der Hinweis genügen, daß für höhenkonstante und exponentiell mit z abfallende Dichten (Ozean bzw. Atmosphäre), die Annahme $k(z) \propto 1/(z-H_b)$ das gewünschte asymptotische Verhalten von τ für $z \rightarrow H_b$ liefert. Die genaue Form von τ ist in diesem Zusammenhang unerheblich, es genügt festzustellen, daß τ eine stetige (für $z \neq H_b$), monoton fallende Funktion der Höhe z über H_b ist.

Die Abbildung zeigt auch qualitativ das Strahlungsfeld in einigen Zwischenhöhen. Die Strahlstärke (energetisch wie entropisch) hängt nur von der optischen Tiefe, der Schwingungszahl und dem Winkel des Strahles mit der z -Achse ab. Sie ergibt sich aus der Lösung der energetischen und entropischen Strahlungsübertragungsgleichungen:

$$\begin{aligned} I_{v,\mu}^-(\tau) &= I_{v,\mu}^-(0)e^{-\tau/\mu} + B_v(1-e^{-\tau/\mu}) \\ I_{v,\mu}^+(\tau) &\equiv B_v(T) \end{aligned} \quad (4)$$

Desgleichen für $L_{v,\mu}^\pm$ mit dem einzigen, aber bedeutenden Unterschied, daß B_v durch die entsprechende, von B_v nichtlinear abhängende Quellfunktion zu ersetzen ist, nämlich durch die Plancksche Formel für die Entropiestrahlstärke $L_v[B_v] = (2k_B v^2/c^2) [(1+y)\ln(1+y) - y\ln y]$, mit $y = B_v c^2/2h v^3$. (Diese Beziehung läßt die Schwierigkeiten erkennen, welche man bei der Behandlung des grauen Klimas zu gewärtigen hat.) Die Randbedingungen lauten:

$$\begin{aligned} I_{v,\mu}^-(0) &= \begin{cases} B_v(T_s) & \text{für } \cos\theta^* \leq \mu \leq 1 \\ 0 & \text{für } 0 \leq \mu \leq \cos\theta^* \end{cases} \\ I_{v,\mu}^+(0) &= B_v(T); \quad I_{v,\mu}^\pm(\infty) = B_v(T) \end{aligned}$$

Entsprechend für $L_{v,\mu}^\pm(0)$. Damit ist das Strahlungsfeld im Innern der Schicht vollständig bestimmt.

3 ENTROPIEERZEUGUNG DER SCHWARZEN SCHICHT

Dank horizontaler Homogenität läßt sich in (3) die Integration nach V als $A \int_z^{H_t} dz'$ schreiben. Ferner gilt im gegenwärtigen Fall $J_v^\pm = \mu dI_v^\pm/d\tau = B_v - I_v^\pm$ und in X_v^\pm sind die den Strahlstärken entsprechenden Temperaturen T_v^\pm einzusetzen. Vermöge der Variablentransformationen $\theta \rightarrow \mu$ und $z \rightarrow \tau$ erhält man schließlich P als Funktion der optischen Tiefe in folgender Weise:

$$P(\tau) = 2\pi A \int_0^\tau \int_0^\infty \int_0^1 (J_v^+ X_v^+ + J_v^- X_v^-) \mu d\mu dv d\tau$$

Nun kann man von der Planckschen Beziehung $dL_v^\pm = dI_v^\pm/T_v^\pm$ (Gibbssche Fundamentalgleichung für das Strahlungsfeld) Gebrauch machen; alsdann werden die Lösungen (4) eingesetzt und die Integration nach τ kann geradenwegs ausgeführt werden. Anschließend kann man die μ -Integration mit Hilfe von bekannten Funktionen bewerkstelligen und endlich ergibt die v -Integration folgende Entropieerzeugung als Funktion der optischen Tiefe und der Temperatur der Schicht:

$$\begin{aligned} P_\tau(T) &= A \left\{ \frac{1}{3} \sigma T^3 [1 - 2E_1^\infty(\tau)] - \frac{4}{3} \frac{Q_0}{T_s} [1 - 2\Gamma^{-1} E_1^{\sec\theta^*}(\tau)] \right. \\ &\quad \left. + \frac{Q_0}{T} [1 - 2\Gamma^{-1} E_1^{\sec\theta^*}(\tau)] \right\} \end{aligned}$$

mit ($\tau > 0$):

$$\begin{aligned} E_0^b(\tau) &\equiv \int_0^\tau \frac{e^{-u}}{u^3} du, \quad u \equiv 1/\mu; \quad E_1^\infty(\tau) = \tau^2 \Gamma(-2; \tau) \\ E_1^{\sec\theta^*}(\tau) &= \tau^2 [\Gamma(-2; \tau) - \Gamma(-2; \tau \sec\theta^*)] \\ \Gamma(-2; x) &= -\frac{1}{2} \left[\frac{e^{-x}}{x} \left(1 - \frac{1}{x} \right) + Ei(-x) \right] \\ Ei(-x) &= Ei(x) - 2 \operatorname{Shi}(x) \end{aligned}$$

$\Gamma(-2; x)$ ist die komplementäre unvollständige Γ -Funktion (mit Parameter -2), Ei das Exponentialintegral und Shi der hyperbolische Integralsinus. Für $\tau=0$ bzw. ∞ gilt: $E_1^\infty(0)=1/2$; $E_1^\infty(\infty)=0$; $E_1^{\sec\theta^*}(0)=\Gamma/2$; $E_1^{\sec\theta^*}(\infty)=0$. Am Oberrand ist $P_0(T) \equiv 0$, während am Unterrand $P_\infty(T)$ mit Gl.(2) identisch ist. Damit ist nachgewiesen, daß eine schwarze Schicht (etwa die Bewandung eines Hohlraumes) beliebige starke Temperaturstörungen abbaut und imstande ist, die stationäre Temperatur beizubehalten.

4 SCHLUßBEMERKUNGEN

Das vorgestellte einfache, weil künstliche Modell ist durchaus ausbaufähig. Zunächst könnte man ein Zweischichtenmodell einrichten, indem eine Zwischenfläche, an welcher Sprünge in der Dichte (Grenzfläche Wasser/Atmosphäre) und dem Massenabsorptionskoeffizienten k auftreten können, eingeführt wird. Überdies könnte das Modell realistischere Züge erhalten, wenn allgemeiner eine graue Schicht betrachtet und ein k verwendet würde, das physikalisch begründet ist.

Diese Arbeit ist ein erster, heuristischer Versuch, Energiebilanzmodelle thermodynamisch durch Hinzuziehung eines wichtigen Naturprinzips, des zweiten Hauptsatzes der Wärmelehre, zu ergänzen.

QUELLENVERZEICHNIS

Callies, U., 1985, Ber. Inst. Meteorol. u. Geophys. Univ. Frankfurt a.M. Nr. 61.
Callies, U., und Herbert, F., 1988, Ann. Geophysicae, 6, S.645-658.

STRUKTUR DER KONVEKTIVEN GRENZSCHICHT BEI VERSCHIEDENEN THERMISCHEN RANDBEDINGUNGEN

Kilian Krettenauer und Ulrich Schumann

Institut für Physik der Atmosphäre, DLR, 8031 Oberpfaffenhofen

1 EINLEITUNG

Für die klassische Rayleigh-Benard Konvektion zwischen zwei horizontalen Wänden mit haftendem Fluid und vorgegebenen Wandtemperaturen ist bekannt, daß die Konvektion bei endlichen kritischen Wellenlängen (CHANDRASEKHAR 1961) einsetzt. Wenn jedoch an den beiden Wänden der Wärmestrom vorgegeben wird, setzt die Konvektion bei unendlicher Wellenlänge ein (SPARROW et al. 1964). Letzteres wurde von einigen Autoren (SASAKI 1970) zur Erklärung der Bildung mesoskaliger Zellen mit sehr großem Breiten/Höhen-Verhältnis herangezogen. In dieser Arbeit bestimmen wir zunächst die kritische Wellenlänge und kritische Rayleigh-Zahl Ra_c für den Fall einer von unten konstant erwärmten, oben jedoch adiabaten Grenzschicht anhand einer linearen Stabilitätsanalyse. Dieser bisher nicht untersuchte Fall führt bei reiner Wärmeleitung auf ein parabelförmiges Temperaturprofil (Abb. 1) mit zeitlich linear ansteigendem Mittelwert, was als ein etwas besseres Modell der konvektiven Grenzschicht als das lineare Temperaturprofil der Rayleigh-Benard Konvektion angesehen wird. Sodann berichten wir über Grobstruktursimulationen (Large Eddy Simulation, LES) für praktisch unendlich hohe Rayleigh-Zahl, um zu prüfen, ob die verschiedenen thermischen Randbedingungen tatsächlich die Bildung großer Skalen erklären.

2 LINEARE STABILITÄTSANALYSE

Wir beginnen mit den linearisierten, zweidimensionalen und stationären Grundgleichungen (1-4) für ein Fluid mit den konstanten Stoffwerten, ν - kinematische Viskosität, μ - Temperaturleitfähigkeit und β - volumetrischer Ausdehnungskoeffizient:

$$\partial u / \partial x + \partial w / \partial z = 0 \quad (1)$$

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta_2 u = 0 \quad (2)$$

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta_2 w + g\beta T = 0 \quad (3)$$

$$w \partial T_0 / \partial z = \mu \Delta_2 T \quad (4)$$

Die Symbole bedeuten: $\Delta_2 = (\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2)$, p - Druckabweichung vom hydrostatischen Druck, ρ_0 - konstante Bezugsdichte und T - Temperaturabweichung von der quasistationären Referenztemperatur T_0 (für reine Wärmeleitung):

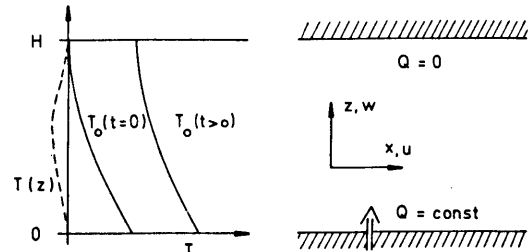


Abb. 1: Profile und Randbedingungen

$$T_0(z,t) = \frac{Q}{H} t + Q \frac{H}{2\mu} \left(1 - \frac{z}{H}\right)^2 \quad (5)$$

Mittels Rotation der Impulsgleichungen (2-3) wird p eliminiert. Nochmalige Differentiation nach x ergibt mit (1) in dimensionsloser Form mit H , μ/H , QH/μ als Längen-, Geschwindigkeits- und Temperaturmaßstab:

$$\Delta_2^2 w + Ra (\partial^2 / \partial x^2) T = 0 \quad (6)$$

$$(1-z)w + \Delta_2 T = 0 \quad (7)$$

mit der Rayleigh-Zahl $Ra = \beta g Q H^4 / (\mu^2 \nu)$. Die unabhängigen Variablen x und z werden durch die Ansätze $T = T(z) \cdot e^{iax}$ und $w = w(z) \cdot e^{iax}$, (a = Wellenzahl in x -Richtung) separiert. Das hierdurch entstehende gewöhnliche Eigenwertproblem genügt folgenden Randbedingungen:

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{Rand} = 0 \quad \text{und} \quad w \Big|_{Rand} = 0 \quad \text{sowie}$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} \Big|_{Rand} = 0 \quad \text{für reibungsfreien Rand und}$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \Big|_{Rand} = 0 \quad \text{für Haftbedingung am Rand}$$

Mittels finiter Differenzen wird das differentielle System in ein algebraisches Eigenwertproblem überführt, das numerisch gelöst wird. Zu jeder vorgegebenen Wellenzahl a findet man einen minimalen Eigenwert Ra . Der Minimalwert für alle Wellenzahlen $0 \leq a < \infty$ bestimmt die kritische Rayleigh-Zahl Ra_c . Die dazugehörige Wellenzahl ist dann a_c .

Die kritische Wellenzahl a_c ergibt sich in allen Fällen der Wärmestromvorgabe zu $a_c = 0$ im Unterschied zu den endlichen, von Null verschiedenen kritischen Wellenzahlen bei vorgegebener Wandtemperatur (CHANDRASEKHAR 1961). Die kritischen Rayleigh-Zahlen sind je nach Randbedingung:

oben unten	haften haften	reib.frei haften	reib.frei reib.frei
Ra_τ	239.1	719.9	1439.9

3 GROBSTRUKTURSIMULATION (LES)

Die Konvektion in der konvektiven Grenzschicht ohne mittleren Wind über einer homogenen rauhen Oberfläche und unterhalb einer stabilen Schicht wurde mittels LES mit $160 \cdot 160 \cdot 48$ Maschen nachgebildet, wobei an der Oberfläche die Monin-Obuchow-Beziehungen benutzt werden. Das Rechenggebiet erstreckt sich über 5 Grenzschichtdicken z_i in den horizontalen und $1.5z_i$ in der vertikalen Richtung. Die Methode und Ergebnisse für vorgegebenen Wärmestrom am unteren Rand sind in SCHMIDT und SCHUMANN (1989) beschrieben. Wir haben die Rechnungen für vorgegebene Oberflächentemperatur wiederholt, wobei der Randwert so bestimmt wurde, daß sich im Mittel der gleiche Wärmestrom einstellt.

Abb. 2 zeigt z.B. das vertikale Geschwindigkeitsfeld in der Höhe $0.25z_i$, wobei z_i die Höhe der Inversion angibt. Die Struktur ist in beiden Fällen etwa gleich. Die horizontalen Korrelationslängen unterscheiden sich in beiden Fällen im Rahmen der (relativ großen) statistischen Streuung nicht voneinander. Abb. 3 zeigt die für Turbulenzmodelle wichtige Dissipationslänge $\ell = E^{3/2}/\epsilon$, wobei E die mittlere kinetische Energie und ϵ die mittlere Dissipationsrate ist. Die Fehlerbalken kennzeichnen die statistische Unsicherheit der Mittelwerte aufgrund der begrenzten Datenmenge. Die Länge ist bei vorgegebenem Wärmestrom nur geringfügig größer als bei vorgegebener Temperatur.

Damit ist gezeigt, daß die lineare Theorie strukturelle Unterschiede vorhersagt, die sich aber im voll turbulenten Fall nicht einstellen. Offenbar wird die horizontale Skala vorwiegend von der nichtlinearen Dynamik bestimmt. Man kann daher das Auftreten von mesoskaligen Zellen mit großem Breiten/Höhen-Verhältnis *nicht* durch den Typ der thermischen Randbedingung erklären. Dagegen 5.0

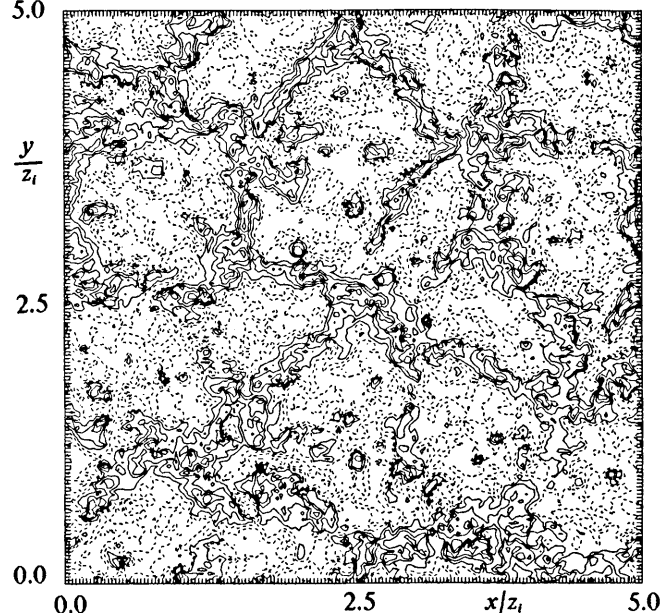


Abb. 2: Horizontalschnitt durch das vertikale Geschwindigkeitsfeld. Gestrichelt: negative Geschwindigkeit. Links: vorgegebener Wärmestrom; rechts: vorgegebene Oberflächentemperatur am unteren Rand.

zeigen Rechnungen mit einem einfachen Wolkenphysikmodell, über die an anderer Stelle zu berichten sein wird, große Skalenverhältnisse.

4 LITERATUR

CHANDRASEKHAR, S.: Hydrodynamic and Hydromagnetic stability. New York: Dover Publications 1961.

SASAKI, Y.: Influences of thermal boundary layer on atmospheric cellular convection. J. Met. Soc. Japan, 48 (1970) 492-501.

SCHMIDT, H.; SCHUMANN, U.: Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. J. Fluid Mech. 200 (1989) 511-562.

SPARROW, E.M.; GOLDSTEIN, R.J.; JONSSON, V.K.: Thermal instability in a horizontal fluid layer: effect of boundary conditions and non-linear temperature profile; J. Fluid Mech. 18 (1964) 513-528.

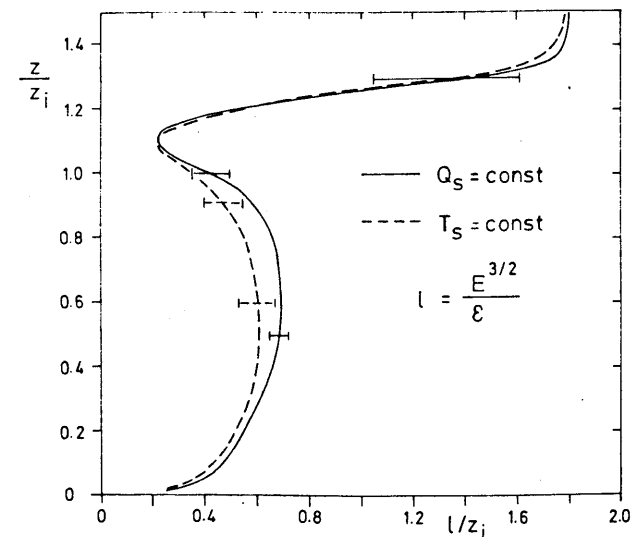
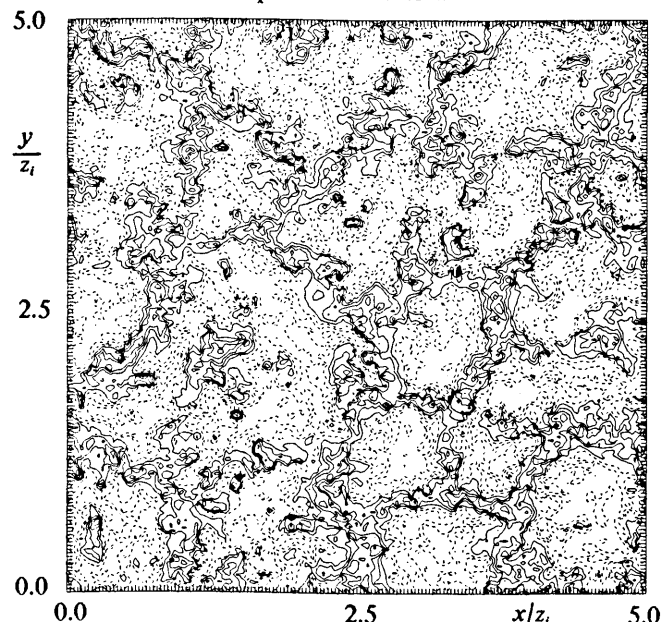


Abb. 3: Dissipationslänge als Funktion der Höhe; z_i = Grenzschichthöhe. Voll: Wärmestrom = const.; gestrichelt: Oberflächentemperatur = const.



Gerold Siedler

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel

Das Bewegungsfeld des Ozeans ist gekennzeichnet durch meist hohe Energie der Fluktuationen im Vergleich zur Energie der mittleren Strömung und durch das Vorherrschen kleiner Raumskalen der Größenordnung 100 km und großer Zeitskalen der Größenordnung Monate bis Jahre bei den besonders energiereichen Fluktuationen. Die Bestimmung der Zirkulation im Ozean führt deshalb zu großen Schwierigkeiten, weil die Anforderungen zur Erfassung solch kleiner Raumskalen und großer Zeiträume die heutigen Meßmöglichkeiten übersteigen und auch Zirkulationsmodelle für die Ozeane wegen der benötigten Wirbelauflösung an die Grenzen heutiger Rechnerkapazitäten stoßen.

Als Ausweg verwendet man bei ozeanographischen Beobachtungen eine Kombination verschiedener Verfahren mit unterschiedlicher Güte hinsichtlich der räumzeitlichen Abtastung und der Genauigkeit. Dies reicht von den klassischen Methoden zur Verfolgung von Wassermassen, die durch Temperatur und Salzgehalt und eventuell zusätzliche Größen identifiziert wurden, von Schiffsdriftmessungen und von quasisynoptischen Beobachtungen des Dichtefeldes für die Ableitung geostrophischer Strömungen bis zu direkten Strömungsmessungen mit verankerten Geräten, satellitenverfolgten Oberflächendriftbojen oder akustisch verfolgten Schwebekörpern in der Tiefsee, zur akustischen Tomographie und zur Bestimmung geostrophischer Oberflächenströmungen mit Satelliten-Altimetern.

Der derzeitige Kenntnisstand zur großräumigen Zirkulation nach Beobachtungen wird am Beispiel des Atlantiks skizziert, Massen- und Wärmetransporte im

Nord- und Südatlantik werden einander gegenübergestellt, und Möglichkeiten der Verifikation von Zirkulationsmodellen durch Vergleich mit Beobachtungen werden diskutiert.

Im gekoppelten System von Ozean und Atmosphäre übernimmt das Meer die Rolle eines Wärmespeichers mit hoher Kapazität und großer Trägheit im Vergleich zur Atmosphäre. Die großräumigen Wärmetransporte im Ozean sind trotz der geringeren Geschwindigkeiten des Meerwassers etwa gleich groß wie diejenigen in der Atmosphäre. Modelle zur Simulation von Klimaschwankungen müssen deshalb Transporte und Prozesse der Wärmespeicherung (und CO₂-Aufnahme) im Ozean berücksichtigen. Dies ist der Grund, warum im Rahmen des Internationalen Weltklimaprogramms (WCRP) zwei Teilprogramme mit überwiegend Ozean-orientierten Vorhaben entstanden: das laufende Programm "Tropical Ocean and Global Atmosphere" (TOGA) und das geplante Programm "World Ocean Circulation Experiment" (WOCE). Das wichtigste Ziel von WOCE ist die Entwicklung von Modellen, die Grundlagen für die Klimavorhersage bereitstellen können, und die Durchführung von Beobachtungen im Zeitraum 1990 - 1995 zur Gewinnung von Daten zur Modellverifikation. Besondere Aufmerksamkeit gilt den Divergenzen der Wärme Flüsse und ihren jahreszeitlichen und interannuellen Veränderungen, der Dynamik der globalen ozeanischen Zirkulation in Abhängigkeit von veränderlichen Oberflächenflüssen und den Erneuerungsraten und Ausbreitungswegen von Wassermassen. Die geplanten Beobachtungsprogramme und der Stand der internationalen Abstimmung werden vorgestellt.

Autorenverzeichnis

- Adrian, G. 226
 Albers, F. 173, 214
 Alpers, W. 63
 Ansmann, A. 57
 Arpe, K. 128
 Auer, I. 254

 Bakan, S. 52, 189
 Barbulescu, M. 137
 Barnett, T.P. 135
 Bauer, H. 86
 Behr, H.D. 158
 Behrens, K. 209
 Benesch, W. 109
 Bischoff-Gauß, I. 28
 Bloß, S. 207
 Böhmer, W.J. 124
 Böning, C.W. 118
 Bork, I. 182
 Bösenberg, J. 57
 Brümmer, B. 239
 Budeus, G. 3
 Bumke, K. 156
 Burkhardt, Th. 166
 Busack, B. 239

 Callies, U. 201
 Cao, H. 267
 Chlond, A. 218
 Claude, H. 61
 Claussen, M. 243
 Corsmeier, U. 211
 Cubasch, U. 131

 Didden, N. 67
 Dümenil, L. 135
 Dunst, M. 23

 Ebel, A. 252
 Egger, J. 271

 Eickerling, H. 169
 Emeis, S. 228
 Engelbart, D. 126
 Eppel, D.P. 199, 201
 Esbensen, S.K. 128
 Etling, D. 194

 Fiedler, F. 228
 Finger, J.E. 187
 Fischer, H. 49
 Flohn, H. 147
 Förster, H. 187
 Friedrich, H.J. 151
 Frühwald, D. 203

 Gärtner, V. 44
 Geb, M. 36
 Gerritsen, H. 207
 Geyer, I. 186
 Glowienka-Hense, R. 160
 Graf, H.-F. 143
 Groß, G. 196

 Hagen, M. 71
 Hähnel, M. 182
 Hantel, M. 141
 Happ, S. 94
 Hargens, U. 76
 Hartmannsgruber, R. 61
 Hass, H. 107, 252
 Hasse, L. 139, 154, 156, 209
 Hennings, D. 173
 Hense, A. 116, 160
 Herbert, F. 269
 Herterich, K. 120, 124
 Heß, M. 82
 Hohmann, T. 61, 86
 Hoinka, K.-P. 13
 Höller, H. 184
 Hupfer, P. 237

 Isemer, H.-J. 139, 154

 Jacob, D. 199
 Jakobs, H.J. 107, 252

 Kapala, A. 147
 Kästner, M. 55, 82
 Kerkmann, J. 25
 Keuler, K. 25
 Kirk, E. 162
 Kirtzel, H.-J. 89
 Klapheck, K. 80
 Klein, B. 5

Kleiser, T. 216
Klose, B. 192
Klostermeyer, J. 69
Koch, Ch. *
Koch, W. 199
Koepke, P. 78, 105
König, W. 162
Kottmeier, Ch. 126
Krause, G. 3
Krauß, W. 112
Krettenauer, K. 278
Kriebel, K.-T. 93
Kruse, F. 116
Kurz, M. 15

Lange, H.-J. 261
Lange, P. 86
Latif, M. 135
Laube, M. 107, 173, 186, 250
Leach, H. 7
Levkov, L. 199
Lin, W.-H. 94
Lunkeit, F. 263
Lutz, H.-J. 46

Malberg, H. 20
Manschke, A. 99
Marotzke, J. 152
Meerkötter, R. 105
Meincke, J. 113
Meischner, P. 71
Memmesheimer, M. 252
Mengelkamp, H.-T. 230
Mittelstaedt, E. 179
Mix, W. 222
Mohnl, H. 254
Mölders, N. 107, 252
Morgan, J. 39
Mörl, P. 59, 187
Müller, H. 34
Müller, Th.J. 149

Nacke, G. 103
Nevir, P. 272
Niketta, K. 20

Oelhaf, H. 49
Olbers, D. 116
Olesen, F.-S. 101
Olf, J. 126
Onken, R. 5

Pelkowski, J. 276
Peterson, R.G. 30
Pfister, A. 101

Pichler, H. 175
Plörer, O. 86
Ponater, M. 162
Popielas, D. 143
Prenosil, Th. 17

Quadfasel, D. 113, 183
Quante, M. 173, 214
Quenzel, H. 55, 82

Raasch, S. 220
Rabus, D. 78
Raschke, E. 173
Rehfeld, S. 239
Renger, W. 55, 59
Reutter, H. 101
Rhodin, A. 23
Riedl, J. 86
Rieland, M. 94
Rockel, B. 168
Rockwitz, K.-D. 173, 214
Roeckner, E. 135
Rose, L. 211, 233
Ruprecht, E. 76, 141
Rüster, R. 69

Sausen, R. 133, 162, 263
Schädler, G. 216
Schauer, U. 182
Scheidgen, P. 186, 250
Schilling, H.-D. 256
Schlese, U. 135
Schlünzen, H. 235
Schlüssel, P. 97
Schmetz, J. 44
Schmitz-Pfeiffer, A. 55, 59, 187
Schneider, U. 145
Schönenborn, F. 61
Schönwiese, C.-D. 145
Schott, F. 114
Schröter, J. 116
Schult, I. 171
Schumann, U. 278
Schwarz, E. 52
Siedler, G. 280
Simmer, C. 76
Sladkovic, R. 34
Smith, R.K. 10
Sperling, Th. 166
Speth, P. 32, 137, 141, 164
Stähler, U. 160
Stein, Ch. 32
Steppeler, J. 265
Stramma, L. 149
Strauß, B. 82
Stuhlmann, R. 94
Sündermann, A. 248

Tafferer, A. 240
Tamm, E. 78
Theopold, F. 57
Thomalla, E. 78
Thomas, P. 74

Ulbrich, U. 164

Viehoff, Th. 84
Vogel, B. 205
Vogt, S. 74

Wachs, P. 211
Wacker, U. 203, 274
Wagner, D. 76
Walter, S. 82
Wefers, J. 32
Wege, K. 61, 86
Werrmann, N. 230
Wetzel, G. 49
Wichmann, M. 246
Wiegner, M. 55, 82
Willebrand, J. 152, 154, 259
Wippermann, F. 28
Wirth, J. 173
Wollenweber, F.G. 91
Wollenweber, G.C. 224

Zhang, Y. 173